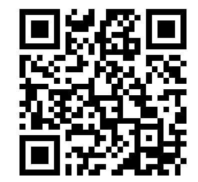
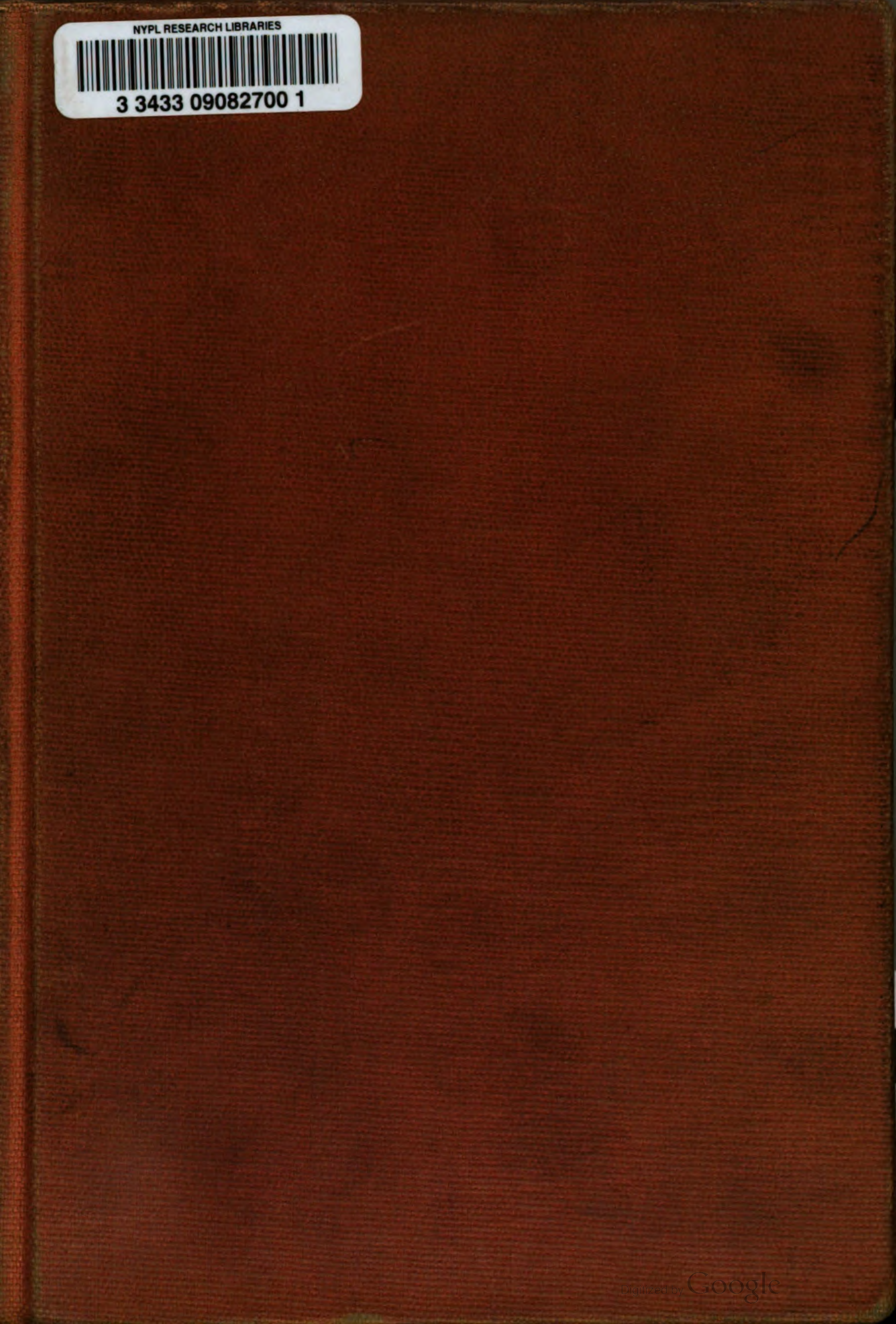
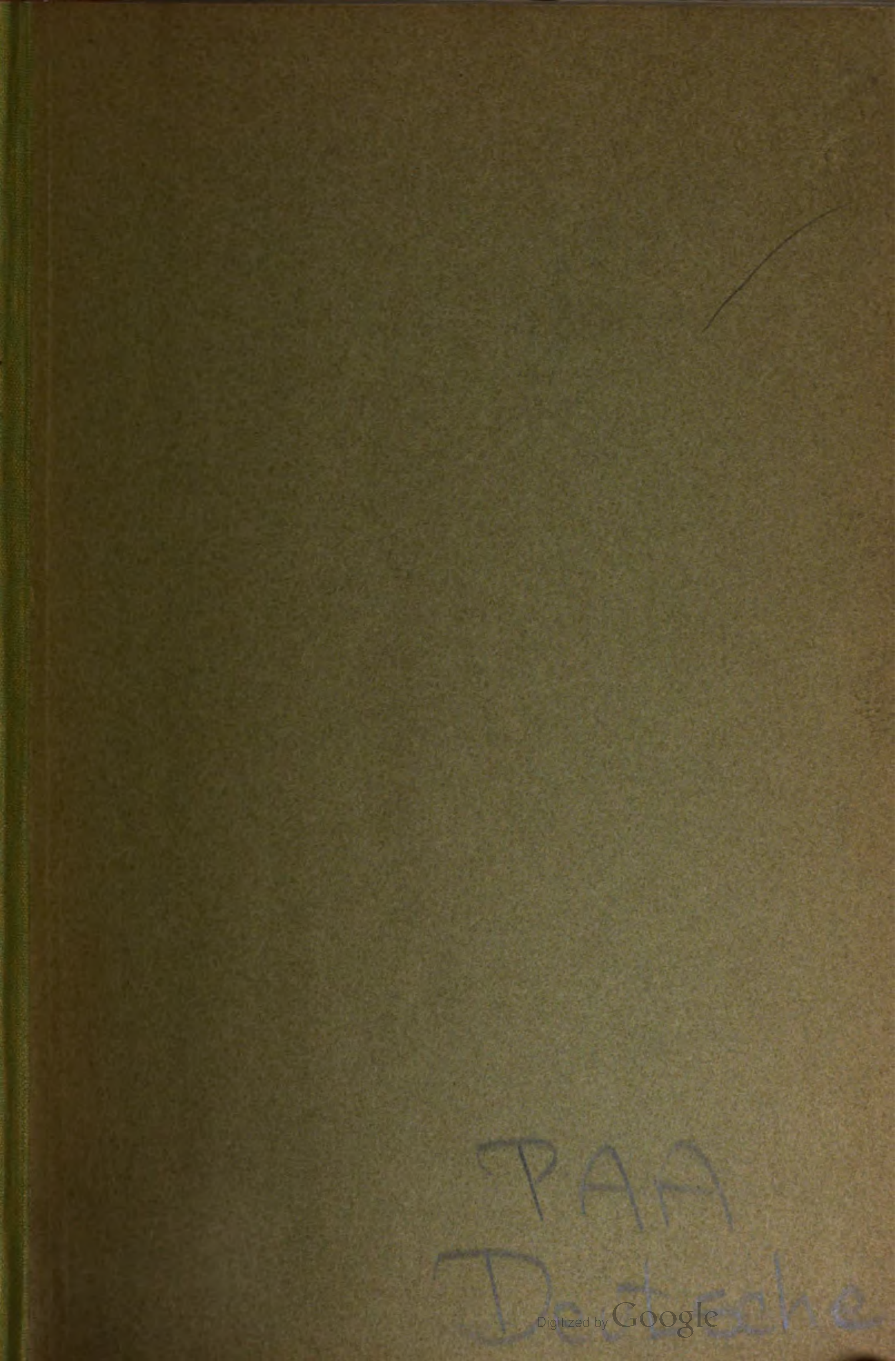
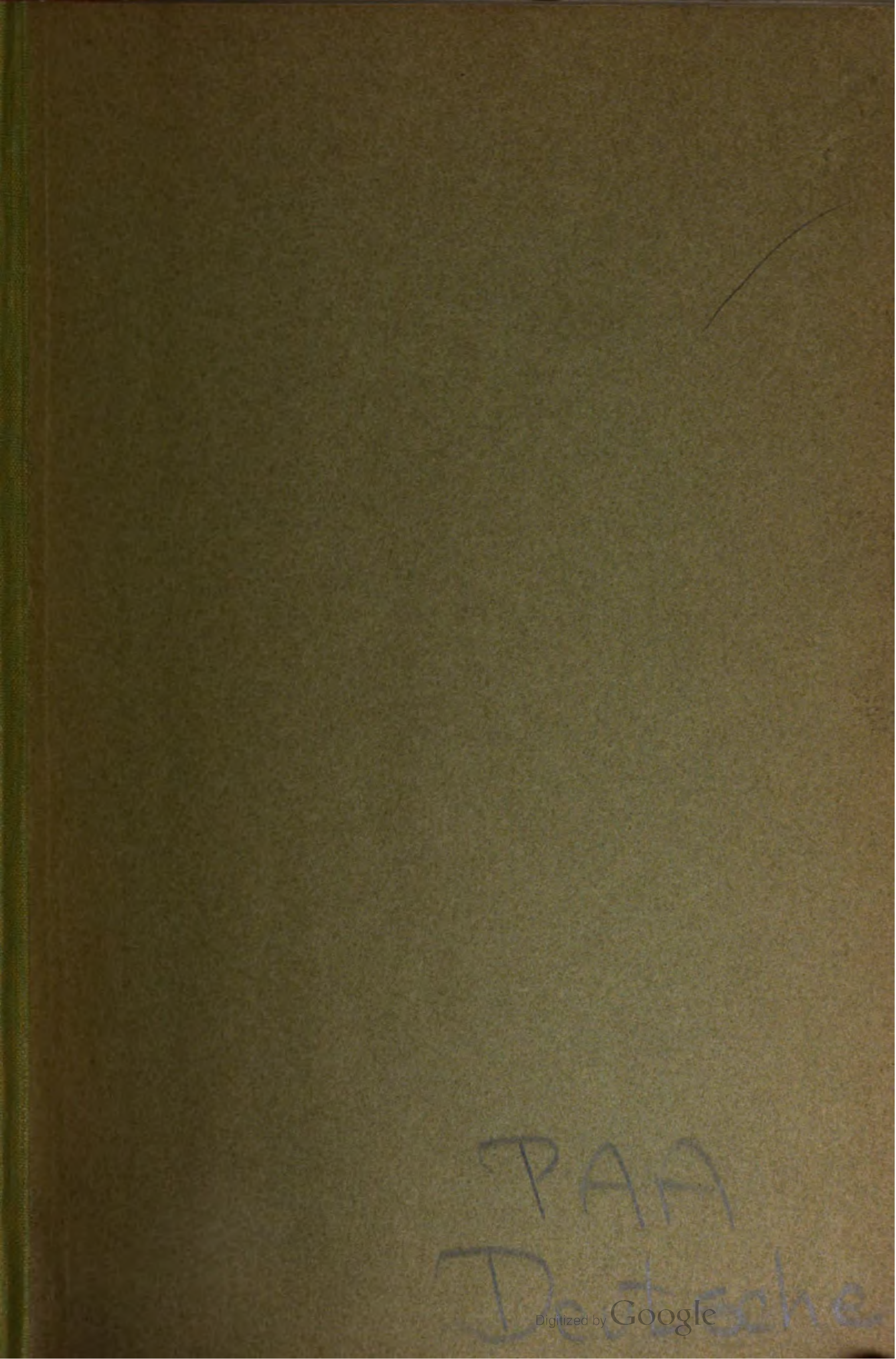







PAA
Deutsche





Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1909

Elfter Jahrgang

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

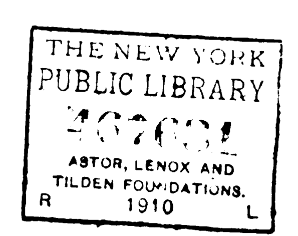
von

Karl Scheel

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1909



Inhalt*).

*) An den durch die fett gedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

Seite

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **15. Januar 1909.** **Nr. 1.**

Über die Messung kleiner Drucke;
von Karl Scheel und Wilhelm Heuse.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 8. Januar 1909.)

1. Einleitung.

Zur exakten Messung kleiner Drucke sind bisher zwei Instrumente angegeben worden. Das eine derselben, von THIESEN [1]) herrührende, besteht aus zwei weiten unten miteinander kommunizierenden zylindrischen Kammern, welche vorn und hinten mit Glasplatten abgedeckt sind. Die hintere Glasplatte trägt eine durchgehende Teilung in horizontalen Strichen. Werden beide Kammern mit Quecksilber oder einer anderen Flüssigkeit gefüllt, so kann man infolge Druckänderung auftretende Höhenunterschiede in beiden Kammern aus dem mikrometrisch gemessenen Abstand der Striche der Teilung von ihren Spiegelbildern in den Kuppen ableiten. Das Manometer ist für die Zwecke der Bestimmung der Ausdehnung des Wassers nach der absoluten Me-

[1]) M. THIESEN, ZS. f. Instrkde. 6, 89, 1886.

thode der kommunizierenden Röhren[1]), sowie zur Bestimmung der Spannkraft des Wasserdampfes[2]) in der Nähe von 0° benutzt worden. Als erreichbare Genauigkeit ist 0,001 mm angegeben.

Das andere von Lord RAYLEIGH angegebene Manometer[3]) besteht aus zwei miteinander fest verbundenen Glaskugeln als Druckkammern, welche zur Hälfte von einem gemeinsamen Reservoir aus mit Quecksilber gefüllt sind, und in welche von oben her je eine Glasspitze eingeschmolzen ist. Die Einstellung auf Berührung von Spitze und ihrem Spiegelbild gleichzeitig in beiden Kammern geschieht durch Neigen des ganzen Manometers; die Größe der Neigung, welche durch Spiegel und Skala bestimmt wird, gibt unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse ein absolutes Maß für den Druckunterschied in beiden Kammern. Das Manometer erlaubt nach den Angaben von Lord RAYLEIGH, sowie nach unseren eigenen Erfahrungen Druckunterschiede in beiden Kammern mit einer Meßgenauigkeit von etwa $^1/_{2000}$ mm festzustellen.

Beide Manometer, sowohl das THIESENsche als auch das RAYLEIGHsche, sind für absolute Druckmessungen geeignet, wenn man als Ausgangsdruck einen Druck kleiner als $^1/_{1000}$ bzw. $^1/_{2000}$ mm herstellt, welcher alsdann praktisch dem Vakuum gleich zu erachten und unschwer zu erreichen ist. Dabei ist es gleichgültig, ob man diesen Ausgangsdruck zu Anfang oder Ende der Messung in der Meßkammer oder dauernd zum Vergleich in der zweiten Kammer herstellt. Im ersteren Falle kann in der Vergleichskammer ein beliebiger kleiner Druck herrschen, für den nur Konstanz gefordert zu werden braucht.

Die beiden Instrumente haben in physikalische Laboratorien nur wenig Eingang gefunden. An ihrer Stelle wird fast ausschließlich das sogenannte MC LEODsche Manometer benutzt, welches den gesuchten Druck aus dem Druck des auf ein geringes Volumen komprimierten Gases unter Zugrundelegung des MARIOTTEschen Gesetzes ableitet.

---

[1]) M. THIESEN, K. SCHEEL, H. DIESSELHORST, Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. 3, 1—70, 1900; M. THIESEN, ebenda 4, 1—32, 1904.

[2]) M. THIESEN und K. SCHEEL, ebenda 3, 71—94, 1900.

[3]) Lord RAYLEIGH, Phil. Trans. (A) 196, 208, 1901.

Das Mc Leodsche Manometer war in neuerer Zeit, namentlich durch eine Untersuchung von Ramsay und Baly [1]), stark in Mißkredit geraten. Durch eine frühere Arbeit von uns [2]) ist jedoch nachgewiesen, daß es unter Beachtung gewisser Vorsichtsmaßregeln sehr wohl zur Messung von Drucken abwärts bis zu 0,01 mm Hg mit derselben Genauigkeit wie das Rayleighsche Manometer brauchbar ist.

Unterhalb 0,001 mm ist seither das Mc Leodsche Manometer das allein verwendete Meßinstrument. Die Zweifel an seiner Zuverlässigkeit können in diesem Intervall durch unsere früheren Untersuchungen keineswegs als behoben gelten. Hierzu bedarf es noch der Vergleichung desselben mit einem einwandfreien Instrument, die im späteren Verlauf dieser Arbeit mitgeteilt werden wird.

Für die Konstruktion eines Manometers für Drucke unterhalb 0,001 mm Hg müssen etwas andere Gesichtspunkte maßgebend sein wie bei dem Thiesenschen und dem Rayleighschen Manometer. Während jene Instrumente dadurch zu absoluten wurden, daß es möglich ist, den Ausgangsdruck auf einen für das Instrument unmerklichen Betrag zu erniedrigen, also einen Druck herzustellen, der praktisch vom Vakuum nicht zu unterscheiden ist, versagt dies Mittel bei niedrigeren Drucken. Denn selbst bei der Verwendung der modernen Hilfsmittel zur Herstellung niedrigster Drucke ist keine Gewähr dafür gegeben, daß der erreichte Druck gegen den zu messenden vernachlässigt werden darf. Hier bieten sich nun zwei Wege dar. Entweder man bestimmt den sehr kleinen Residualdruck, den die Luftpumpen noch übrig gelassen haben, analog der Mc Leodschen Methode durch Kompressionen, die aber nur gering sein sollen, damit eventuell durch Absorption des Gases entstehende Fehler möglichst vermieden werden, und fügt ihn zu dem vom Residualdruck aus gemessenen Druck als Korrektion hinzu; oder aber man verzichtet auf die Kenntnis des Residualdruckes überhaupt und leitet gleich den ganzen Druck aus der Beobachtung von Druckänderungen bei Kom-

[1]) W. Ramsay and E. C. C. Baly, Phil. Mag. (5) 38, 301—327, 1894.

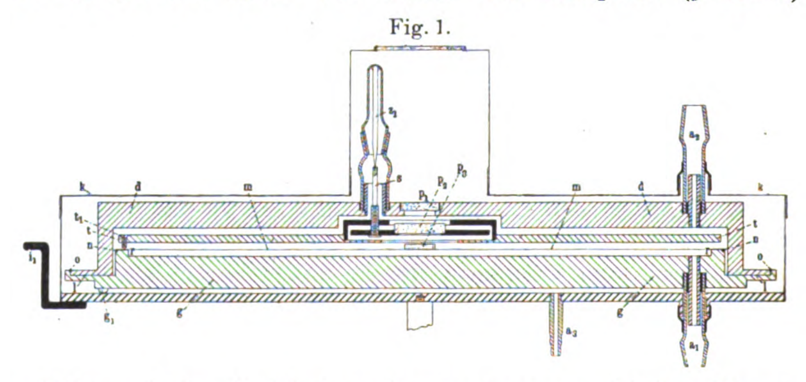
[2]) Karl Scheel und Wilhelm Heuse, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 785—795, 1908.

pressionen ab. Den letzteren Weg wird man namentlich bei kleinen Drucken, welche von der Ordnung der Korrektion selbst sind, einschlagen, doch ist er auch für höhere Drucke häufig der bequemere. In jedem Falle ist aber die Kenntnis der Beziehung zwischen Druck und Volumen einer eingeschlossenen Gasmenge bis zu kleinsten Drucken erforderlich. Es wird späterhin nachgewiesen, daß diese Beziehung auch hier durch das MARIOTTEsche Gesetz dargestellt wird.

2. Druckmeßapparat (Membranmanometer[1]).

Der Druckmeßapparat ist in Fig. 1 im Querschnitt dargestellt. Er besteht aus einem aus Grund- und Deckplatte (*g* und *d*)

Fig. 1.



gebildeten flach-zylindrischen eisernen, innen vernickelten Kasten von insgesamt 3 cm äußerer Höhe und 26 cm Durchmesser. Die Grundplatte von 15 mm Dicke ist mit einer kreisförmigen Aussparung von 2 mm Tiefe versehen. Die übergestülpte hohle Deckplatte greift mit einem ringförmigen Ansatz in eine entsprechende Nut *l* der Bodenplatte ein und ist bei *o* mit dieser verlötet. Über die Bodenplatte ist eine auf elektrischem Wege enthärtete Kupfermembran *m* von 0,03 mm Dicke gespannt, welche den Hohlraum zwischen Boden- und Deckplatte in zwei Kammern teilt. Beide Kammern stehen durch Ansätze a_1 und a_2 mit den Räumen in Verbindung, deren Druckdifferenz gemessen werden soll.

[1]) Eine eingehende Beschreibung des Druckmeßapparates und seiner Herstellung ist im Januarheft der ZS. f. Instrkde. gegeben, dem auch die Fig. 1 entnommen ist.

Der Druckunterschied in beiden Kammern wird aus der Durchbiegung der Membran mit Hilfe FIZEAU scher Interferenzen[1]) bestimmt. Zu diesem Zwecke liegt auf der Mitte der Membran ein unten mattiertes planes Glasscheibchen p_3, dessen Oberfläche mit der zugewandten Fläche der Glasplatte p_2 bei Beleuchtung mit monochromatischem Licht, welches durch die Glasplatte p_1 eintritt, Interferenzen zu geben vermag. Die Glasplatte p_2 wird ohne Zusammenhang mit der Deckplatte d von einer tischartigen, auf dem Rande der Grundplatte g mit drei Füßen t_1 ruhenden Vorrichtung t getragen. Sie ist in dieser mit Hilfe von drei Stellschrauben s gegen die Platte p_3 justierbar. Die Justierung erfolgt durch schraubenzieherartige Stellstifte z_1, welche in Kerben der Stellschrauben s eingreifen und nach erfolgter Justierung außer Berührung mit diesen gesetzt werden können. Die Stellstifte sind in Glasschliffen, die in die Deckplatte d eingekittet sind, drehbar, so daß die Justierung auch erfolgen kann, wenn der Druckmeßapparat bereits evakuiert ist. Der ganze Apparat befindet sich in einem ihn allseitig umgebenden, durch a_3 mit einem größeren Reservoir kommunizierenden Blechkasten k in einer künstlichen Atmosphäre, um Verbiegungen durch Änderungen des äußeren Luftdruckes auszuschalten. Das Ganze hängt an drei Drähten in den Haltern i_1 nach JULIUS scher Art an der Decke des Beobachtungsraumes und ist unten mit einer Dämpfungsvorrichtung versehen. Auf diese Weise ist selbst bei größerer Unruhe in der Umgebung und bei sehr kleinen Drucken, bei denen die innere Luftdämpfung der Kupfermembran fortfällt, eine stets genügende Ruhe des Interferenzstreifensystems erzielt.

Die beiden Kammern des Druckmeßapparates sind in der in Fig. 2 schematisch wiedergegebenen Weise vermittelst der Ansätze A_1 und A_2 durch federnde Glasröhren mit den beiden Kammern eines RAYLEIGH schen Manometers R, sowie mit einem Quecksilberumschalter U verbunden, welcher erlaubt, die Kammern aneinander, oder einzeln oder zusammen an die Pumpe P zu legen. Von der unteren Kammer des Druckmeßapparates führt endlich eine Verbindung V zu einem Volumenometer. Zum

---

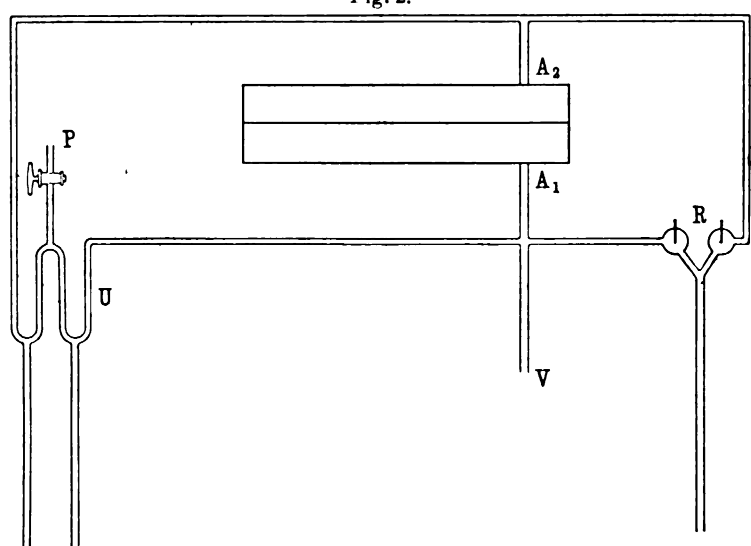
[1]) Näheres über die Art der Messung vgl. Verh. d. D. Phys. Ges. 9. 12 und 13, 1907.



Evakuieren wurde je nach Bedarf eine Gaedepumpe oder Kokosnußkohle in flüssiger Luft benutzt.

Das Volumenometer besteht aus drei kalibrierten Gefäßen von etwa 100, 200 und 400 ccm, welche unabhängig voneinander von einem gemeinsamen Reservoir aus mit Quecksilber gefüllt werden konnten. Unbekannt war zunächst das einer direkten Kalibrierung unzugängliche „schädliche" Volumen, bestehend aus dem Volumen der unteren Kammer des Membranmanometers,

Fig. 2.



sowie der einen Kammer des RAYLEIGHschen Manometers und dem Volumen der Verbindungsröhren zwischen diesen und dem Volumenometer.

3. Bestimmung des schädlichen Volumens.

Zu der Bestimmung des schädlichen Volumens wurde ein von Lord RAYLEIGH[1]) angegebenes Verfahren benutzt.

Dies Verfahren beruht auf der Überlegung, daß zwei verschiedene Gasvolumina vom gleichen Anfangsdruck auf einen

[1]) Lord RAYLEIGH, Phil. Trans. (A) 196, 215, 1901.

gleichen Enddruck gebracht, sich im gleichen Verhältnis ändern. Sind also die beiden Anfangsvolumina v und $v + b$, die Endvolumina $v + a$ und $v + c$, so gilt

$$\frac{v}{v+a} = \frac{v+b}{v+c},$$

wobei v und $v + b$ als unter dem gleichen Druck p_1, $v + a$ und $v + c$ unter dem gleichen Druck p_2 stehend gedacht sind. Aus diesen Gleichungen wird v mit größtmöglicher Genauigkeit bestimmt, wenn $a = b$ und $v = a$ gewählt wird.

Die obige Gleichung setzt voraus, daß die zu v und $v + b$ gehörigen Drucke p_1, sowie die zu $v + a$ und $v + c$ gehörigen Drucke p_2 unter sich gleich sind. Soweit diese Bedingung praktisch nicht vollkommen realisierbar war, mußte zur Reduktion auf gleiche Drucke eine Korrektion angebracht werden, zu deren Berechnung nach Rayleighs Vorgang die Gültigkeit des Mariotteschen Gesetzes angenommen werden durfte.

Das folgende Beispiel einer Bestimmung von v am 21. Oktober 1908 gibt in der ersten Vertikalspalte die benutzten Volumina, welche sich aus dem schädlichen Volumen v und solchen des Volumenometers zusammensetzen; die zweite und fünfte Spalte enthält im Hin- und Rückgang die Zeit der in der dritten und vierten Spalte aufgeführten Ablesungen am Membranmanometer. Diese letzteren Ablesungen sind in Interferenzstreifen der gelben Heliumlinie ($\lambda = 0{,}5876\,\mu$) ausgedrückt unter Zufügung einer willkürlich gewählten additiven Konstante. In einer weiteren Spalte sind die Beobachtungen zum Mittel vereinigt.

Bei den Beobachtungen blieb die obere Kammer des Membranmanometers auf einem konstanten niedrigen Druck. Man begann mit einem scharfen Auspumpen der unteren Kammer, kontrollierte alsdann durch Volumänderung das Vakuum (dritte bis fünfte Horizontalreihe des Beispiels) und berechnete daraus unter Berücksichtigung des zeitlichen Ganges die Lage des Nullpunktes, d. h. die dem absoluten Vakuum entsprechende Lage des Streifensystems (zweite Horizontalreihe). Hierbei konnte für das zunächst noch unbekannte schädliche Volumen v ein angenäherter Wert angenommen werden. — Hierauf wurde Luft in die untere Kammer bis zu der beabsichtigten Verschiebung des Interferenz-

Volumen	Zeit	Lage der Streifen		Zeit	Mittel	Druck in Interferenzstreifen
		Hingang	Rückgang			
Nullpunkt . .	—	101,20	104,02	—	102,61	—
Vakuumprobe v	10^h 10	100,64	103,95	12^h 40	—	—
Vakuumprobe $v + 200$ ccm	10^h 20	100,98	103,85	12^h 30	—	—
Vakuumprobe v	10^h 30	101,00	103,40	12^h 20	—	—
v	11^h 10	1,28	1,84	11^h 40	1,56	101,05
$v + 200$ ccm . .	11^h 20	45,08	45,24	11^h 30	45,16	57.45

Volumen	Zeit	Lage der Streifen		Zeit	Mittel	Druck in Interferenzstreifen
		Hingang	Rückgang			
Nullpunkt . . .	—	104,02	107,57	—	105,79	—
Vakuumprobe v	12^h 20	103,40	104,16	14^h 50	—	—
Vakuumprobe $v + 200$ ccm	12^h 30	103,85	105,48	14^h 40	—	—
Vakuumprobe v	12^h 40	103,95	103,70	14^h 30	—	—
$v + 300$ ccm . .	13^h 20	4,57	4,90	13^h 50	4,73	101,06
$v + 720$ ccm . .	13^h 30	47,78	48,02	13^h 40	47,90	57,89

streifensystems eingelassen und nach einer Pause von 30 bis 40 Minuten die genaue Lage des Streifensystems bei zwei verschiedenen Volumina ermittelt (sechste und siebente Horizontalreihe). Die Messung wurde dann durch analoge Beobachtungen im Rückgang zu Ende geführt. Die letzte Vertikalreihe enthält endlich, als Differenzen gegen den Nullpunkt gebildet, die absoluten Drucke in Interferenzstreifen.

Bei Betrachtung des obigen Beispiels fällt bei den im Hin- und Rückgang einander entsprechenden Streifeneinstellungen der Horizontalreihen 2, 6 und 7 ein zeitlicher Gang auf, der auf Temperatureinflüsse zurückzuführen ist, der aber wie außer dem mitgeteilten Beispiel auch alle sonstigen Messungen gezeigt haben, in einer für die Ableitung brauchbarer Mittelwerte befriedigenden Gleichmäßigkeit verläuft. Im übrigen war nach erfolgter Volumänderung der Ausgleich des Druckes und eine eventuelle vorhandene elastische Nachwirkung nach fünf Minuten merklich

beendet, so daß eine Wartezeit von zehn Minuten, wie in obigem Beispiel, ausreicht.

Ferner mag darauf hingewiesen werden, in einem wie hohen Grade die Dosierung der Drucke in beiden Beispielhälften auf ihre für Gültigkeit der obigen Formel geforderte Gleichheit gelungen ist (vgl. letzte Spalte der beiden Beispielhälften). Man hatte es infolge eingeschalteter Kapillaren und vorsichtiger Betätigung der Quecksilberverschlüsse in der Hand, in wenigen Minuten einen gewollten Druck auf etwa einen Interferenzstreifen, entsprechend einem absoluten Druck von $^1/_{4000}$ mm, genau einzustellen.

Aus diesem Beispiel ergibt sich auf Grund der oben mitgeteilten Überlegungen für die Berechnung von v folgende Gleichung:

$$\frac{101{,}05}{57{,}45} \cdot \frac{v}{v + 200} = \frac{101{,}06}{57{,}89} \cdot \frac{v + 300}{v + 720},$$

woraus folgt $v = 263{,}5$ ccm. Vier andere Reihen ergaben die Werte

263,7; 266,9; 261,2; 262,6 ccm.

Der Mittelwert aller Bestimmungen ist

$$v = 263{,}6 \pm 0{,}6 \text{ ccm},$$

der im folgenden auf 264 ccm abgerundet für die Rechnungen benutzt ist.

4. Vergleichung des Membranmanometers mit dem Rayleighschen Manometer.

Eine Vergleichung des Membranmanometers mit dem Rayleighschen Manometer hat nach zwei Gesichtspunkten zu erfolgen.

Einmal handelt es sich um die eigentliche Eichung des Instrumentes, welche aber, da sich die Empfindlichkeit desselben von Tag zu Tag infolge kontrollierbarer und unkontrollierbarer Einflüsse ändern kann, je nach dem Grad der verlangten Genauigkeit in längeren oder kürzeren Zeiträumen zu wiederholen ist.

Zweitens handelt es sich darum, ein für allemal festzustellen, ob die Eichung des Instrumentes für eine Durchbiegung der Membran genügt, d. h. ob die Durchbiegungen der Membran dem jeweiligen Druck proportional sind. Nach dieser Richtung liegen

eine Reihe von Beobachtungen vor. In den folgenden Beispielen enthalten die beiden ersten Spalten die an beiden Instrumenten gleichzeitig gegen einen Anfangsdruck gemessenen Druckänderungen. Die dritte Spalte gibt für zusammengehörige Messungen einen gemeinsamen Reduktionsfaktor, mit dessen Hilfe die in der vierten Spalte stehenden Absolutwerte aus den Angaben des Membranmanometers berechnet sind. Die Zahlen lassen innerhalb $^1/_2$ Proz. eine Übereinstimmung zwischen beiden Instrumenten erkennen. Daraus folgt, daß wenigstens mit derselben Genauigkeit die Durchbiegungen der Kupfermembran dem Druck proportional sind. Die Änderung des Reduktionsfaktors von Reihe zu Reihe ist im vorliegenden Falle auf Temperatureinflüsse zurückzuführen; einer höheren Temperatur entspricht eine geringere Spannung der Kupfermembran und somit eine Erhöhung der Empfindlichkeit des Instruments.

Datum	RAYLEIGHsches Manometer in $\mu = 0{,}001$ mm	Membran-Manometer in Interferenzstreifen $\lambda = 0{,}5876\,\mu$	Reduktionsfaktor	Membranmanometer absolut in $\mu = 0{,}001$ mm
5. Oktbr. 1908	7,2	28,4	0,258	7,3
	16,6	64,5		16,6
	26,6	102,5		26,4
7. Novbr. 1908	44,3	150	0,302	45,3
	94,5	313		94,5
	146,0	481		145,3

5. Die Gültigkeit des MARIOTTEschen Gesetzes.

Lord RAYLEIGH [1]) hat mit Hilfe seines Manometers die Gültigkeit des MARIOTTEschen Gesetzes bis zu seiner Druckmeßgenauigkeit, also bis zu etwa 0,001 mm bestätigt. Das bedeutet bei den kleinsten von ihm noch verwendeten Drucken von 0,01 mm eine Prüfung des Gesetzes auf 10 Proz.

In folgender Zusammenstellung sind auszugsweise eine Reihe von Beobachtungen mitgeteilt, welche den gleichen Zweck verfolgen und bis zu niedrigeren Drucken hinabgehen. Die Tabelle

[1]) Lord RAYLEIGH, Phil. Trans. (A) 196, 205—223, 1901.

enthält in der ersten Spalte die von einem dem Vakuum entsprechenden Nullpunkt aus gemessenen Drucke in Interferenzstreifen $\lambda = 0{,}5876$, in der zweiten Spalte die Volumina in Cubikcentimeter, sowie in der letzten Spalte das Produkt aus beiden pv.

p	v	pv	p	v	pv
5,38	984	529 . 10	45,65	983	4487 . 10
9,40	564	530	57,23	783	4481
14,55	364	530	65,45	684	4477
20,05	264	529	123,42	363	4480
16,19	984	1593	90,71	464	4209
28,23	564	1592	159,55	264	4212
43,70	364	1591			
60,27	264	1591			

Die pv-Werte der Zusammenstellung stimmen bei Kompressionen vom vierfachen bzw. doppelten aufs einfache Volumen innerhalb etwa 1 Promille überein; die Abweichungen vom Mittel lassen keinen Gang in einer bestimmten Richtung erkennen. Da im vorigen Paragraphen die Proportionalität der Durchbiegung der Kupfermembran mit dem Druck bis auf $^1/_2$ Proz. nachgewiesen ist, so folgt also, daß das Mariottesche Gesetz, beurteilt nach der Konstanz von pv innerhalb der hier verwendeten Drucke (5 bis 160 Interferenzstreifen, entsprechend etwa 0,001 bis 0,05 mm Quecksilber), ebenfalls sicher auf $^1/_2$ Proz. genau erfüllt ist.

Die Drucke wurden, worauf hier nochmals hingewiesen werden mag, von einem dem Vakuum entsprechenden Nullpunkt ausgehend gerechnet. Hierbei mußte (vgl. S. 3), da ein absolutes Vakuum nicht herstellbar ist, die Messung von einem sehr kleinen Druck (Residualdruck) ausgehen, dessen Größe durch eine schwache Kompression bestimmt und als additive Korrektion in Rechnung gesetzt wird. Bei Drucken kleiner als 0,001 mm (etwa 4 Interferenzstreifen) beginnt diese Korrektion (etwa 0,2 Interferenzstreifen) prozentisch einen störenden Betrag anzunehmen. Eine Prüfung des Mariotteschen Gesetzes in der vorstehend skizzierten Weise ist also für Drucke kleiner als 0,001 mm nicht mehr ausführbar.

Dagegen mögen die folgenden Beobachtungsreihen geeignet sein, das MARIOTTEsche Gesetz auch bei noch kleineren Drucken zu stützen. Die Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß man ein Gasquantum in drei Stufen vom vierfachen auf das einfache Volumen komprimierte und die zu jedem Volumen zugehörigen Drucke, abgesehen von einer additiven Konstante x, in Interferenzstreifen bestimmte. Unter der Annahme der Gültigkeit des MARIOTTEschen Gesetzes konnte aus den vier Gleichungen eines jeden Versuches der Druck x als einzige Unbekannte durch ein Ausgleichsverfahren ermittelt werden. Durch Einsetzen dieses Wertes von x in die Beobachtungsgleichungen erhält man in jedem Falle vier Werte von $p\,v$, welche bei Gültigkeit des Gesetzes untereinander übereinstimmen müssen.

p	v	$p\,v$	p	v	$p\,v$
$x + 0{,}02$	983	302_8	$x + 0{,}22$	984	191_9
$x + 2{,}46$	563	310_8	$x + 1{,}67$	564	191_8
$x + 5{,}41$	363	307_5	$x + 3{,}53$	364	191_5
$x + 8{,}52$	264	305_7	$x + 5{,}53$	264	191_7
	$x = 3{,}06$			$x = 1{,}73$	

p	v	$p\,v$	p	v	$p\,v$
$x + 0{,}79$	983	155_3	$x + 0{,}98$	983	122_8
$x + 2{,}00$	563	157_0	$x + 1{,}96$	563	125_6
$x + 3{,}48$	363	155_0	$x + 3{,}12$	363	123_0
$x + 5{,}05$	264	154_0	$x + 4{,}25$	264	119_4
	$x = 0{,}79$			$x = 0{,}27$	

p	v	$p\,v$	p	v	$p\,v$
$x + 0{,}81$	983	43_3	$x + 0{,}25$	983	33_4
$x + 1{,}20$	563	46_7	$x + 0{,}52$	563	34_4
$x + 1{,}62$	363	45_4	$x + 0{,}84$	363	33_8
$x + 2{,}04$	264	44_1	$x + 1{,}10$	264	31_4
	$x = -0{,}37$			$x = 0{,}09$	

Die Abweichungen der einzelnen pv-Werte von dem jedesmaligen Mittelwert sind nicht größer, als daß sie sich nicht im allgemeinen durch Fehler der Druckmessung von $^1/_{30}$ Interferenzstreifen gleich 0,000 01 mm Hg erklären ließen. Es erscheint also zulässig, die Gültigkeit des MARIOTTEschen Gesetzes noch beim kleinsten vorstehend gemessenen Druck 0,09 + 0,25 = 0,34 Interferenzstreifen = etwa 0,0001 mm bis zu dieser Grenze anzunehmen.

6. Das Mc Leodsche Manometer.

In einer vorhergehenden Arbeit [1]) war für Drucke oberhalb 0,01 mm nachgewiesen, daß das Mc Leodsche Manometer sehr wohl zur exakten Messung kleiner Drucke in atmosphärischer Luft zu brauchen ist, vorausgesetzt, daß sorgfältig alle Feuchtigkeit aus der Luft und von den Glaswänden entfernt ist.

Außer dem dort verwendeten Manometer mit einem Rezipienten von 100 ccm und Kapillaren von etwa 0,6 mm Durchmesser wurde bei den vorliegenden Untersuchungen ein zweites Mc Leodsches Manometer aus Thüringer Glas benutzt, dessen kalibrierter Rezipient etwa 400 ccm faßte und dessen gut zylindrische Kapillaren einen Durchmesser von etwa 0,5 mm hatten. Die Länge der Kapillaren war 30 bzw. 40 cm; sie waren durchweg mit einer gleichmäßigen Teilung versehen. Das Instrument war ebenso wie das frühere vorbehandelt; es war vor Zuschmelzen der Kapillare sorgfältig mit konzentrierter Salpetersäure und destilliertem Wasser gereinigt und befand sich dauernd in Verbindung mit Phosphorpentoxyd.

Über das Verhalten der beiden Mc Leodschen Manometer in kleinen Drucken gibt die folgende als Beispiel ausgewählte Vergleichsreihe beider mit dem Membranmanometer und, soweit ausführbar, mit dem RAYLEIGHschen Manometer Auskunft. Alle Zahlen sind in $\mu = 0{,}001$ mm angegeben. Soweit Membranmanometer und RAYLEIGHsches Manometer gleichzeitig abgelesen wurden, berechnete man einen Reduktionsfaktor, welcher die Angaben des Membranmanometers aus Interferenzstreifen der gelben Heliumlinie ($\lambda = 0{,}5876$) in absolutes Maß verwandelte.

---

[1]) KARL SCHEEL und WILHELM HEUSE, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 785—795, 1908.

Rayleigh	Membran-manometer	Mc Leod 400 ccm	Mc Leod 100 ccm
68,6 μ	68,6 μ	70,3 μ	68,0 μ
32,6	32,6	32,8	32,3
—	16,1	16,3	16,2
—	6,79	6,91	6,83
—	3,55	3,70	—
—	3,25	3,40	3,26
—	2,16	2,32	—
—	1,35	1,44	—
—	1,34	1,38	—
—	0,24	0,27	—
—	0,06	0,04	—

Die Angaben der Mc Leodschen Manometer wurden in der üblichen Weise berechnet. Sie waren unabhängig davon, welche Stelle der Kapillare zu den Beobachtungen benutzt wurde.

Die Zahlen dieser Tabelle, sowie alle sonstigen Beobachtungen der gleichen Art zeigen die völlige Brauchbarkeit des Mc Leodschen Manometers. Die mittleren Abweichungen desselben vom Membranmanometer betragen bei Drucken zwischen 0,1 und 0,01 mm etwa 1 Proz., zwischen 0,01 und 0,001 mm etwa 3 Proz., entsprechend im Mittel etwa 0,0001 mm; bei Drucken unterhalb 0,001 mm betragen die Abweichungen nur wenige Hunderttausendstel Millimeter. Diese Abweichungen scheinen nicht auf besondere Eigentümlichkeiten der atmosphärischen Luft zurückzuführen zu sein, da sie auch bei einer Messung mit Helium in derselben Größenordnung auftraten.

7. Zusammenfassung.

Im vorstehenden ist ein Membranmanometer beschrieben, welches mit Hilfe von Interferenzstreifen Drucke unterhalb 0,1 mm auf $^1/_2$ Proz., sehr kleine mit einer Absolutgenauigkeit von 0,00001 mm zu messen gestattet. Die Empfindlichkeit des Instruments (die Durchbiegung der Membran) betrug etwa 4 Interferenzstreifen der gelben Heliumlinie auf 0,001 mm Druckänderung. Es ist nachgewiesen, daß die Durchbiegungen der verwendeten Kupfermembran bis zu mehr als 0,1 mm den Druckänderungen auf

1/2 Proz. proportional sind, ferner daß das MARIOTTEsche Gesetz für Luft, beurteilt aus der Konstanz von $p\,v$, innerhalb der Fehlergrenzen der vorliegenden Untersuchung gültig ist. Endlich ist gezeigt, daß das Mc LEODsche Manometer unter Beobachtung gewisser Vorsichtsmaßregeln noch bei Kompressionen vom Hunderttausendfachen auf das Einfache für exakte Druckmessungen brauchbar ist. Hieraus ergibt sich die Gültigkeit des MARIOTTEschen Gesetzes auch für erheblich stärkere Kompressionen als sie bei den Versuchen mit dem Membranmanometer angewendet werden konnten.

Charlottenburg, den 11. November 1908.

Zusatz vom 4. Januar 1909. In einer soeben erschienenen Mitteilung von M. KNUDSEN[1]) über die Strömung von Gasen bei niedrigen Drucken wird eine durch Versuche gestützte Formel angegeben, welche die Ausgleichsgeschwindigkeit in einem Röhrensystem zu berechnen gestattet. Hiernach beträgt beispielsweise die Zeit, die notwendig ist, damit sich eine Druckdifferenz zwischen zwei Reservoiren von je 200 ccm Inhalt durch eine 1 m lange, 6 mm weite Röhre auf $^1/_{100}$ ihres Betrages ausgleicht, etwa 20 Sekunden. Diese Zeit ist bei kleinen Drucken, wie sie in vorstehender Arbeit vorkommen, unabhängig vom Druck selbst. Zu ähnlichen Erfahrungen waren wir bereits beim Arbeiten mit dem beschriebenen Membranmanometer gelangt. Die Fortsetzung speziell in dieser Richtung angestellter Versuche, welche auch quantitativ das Resultat bestätigten, sind durch die umfassenden Beobachtungen KNUDSENs überflüssig geworden.

[1]) MARTIN KNUDSEN, Ann. d. Phys. (4) 28, 75—130, 1909.

Über die Dispersion des Wassers im ultraroten Spektrum;

von H. Rubens und E. Ladenburg†.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 4. Dezember 1908.)
(Vgl. diese Verh. **10**, 933, 1908.)

Die Dispersion des Wassers ist bis zur Wellenlänge $\lambda = 2{,}3\,\mu$ von Herrn B. SEEGERT[1]) nach der refraktometrischen Methode bestimmt worden. Ein weiteres Vordringen in das Gebiet größerer Wellenlängen ist nach den direkten optischen Methoden wegen der ungemein starken Absorption, welche das Wasser auch in sehr dünnen Schichten im langwelligeren Teile des ultraroten Spektrums ausübt, sehr schwierig. Dagegen läßt sich die Dispersion des Wassers ohne erhebliche Schwierigkeiten auf indirektem Wege, nämlich durch Beobachtung des Reflexionsvermögens und des Extinktionskoeffizienten in diesem Spektralgebiet ermitteln. Freilich stehen die Resultate der Dispersionsmessung, welche nach dieser „indirekten" Methode erhalten werden, an Genauigkeit hinter den Ergebnissen der „direkten" Methoden erheblich zurück. Dieser Nachteil wird aber durch das bei weitem größere Anwendungsbereich der indirekten Methode wieder aufgewogen. Über unsere Versuche zur Messung der Dispersion des Wassers nach der indirekten Methode soll im folgenden berichtet werden.

Reflexionsvermögen des Wassers. Das Reflexionsvermögen des Wassers ist von uns kürzlich in dem ultraroten Spektrum zwischen $\lambda = 1\,\mu$ und $\lambda = 21\,\mu$ ermittelt worden[2]). Es geschah dies in der Weise, daß die Strahlung einer Lichtquelle (Nernstlampe, Auerbrenner) spektral zerlegt und abwechselnd an einer Wasseroberfläche und an einem Silberspiegel unter sonst gleichen Bedingungen reflektiert wurde. Das Verhältnis der in beiden Fällen beobachteten Ausschläge des zur Strahlungsmessung verwendeten Mikroradiometers ergab direkt das Reflexionsvermögen

---

[1]) B. SEEGERT, Dissertation, Berlin 1908.
[2]) H. RUBENS und E. LADENBURG, Berl. Ber. 1908; Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 227, 1908.



des Wassers für die betreffende Wellenlänge. Zwar wurden die Messungen bei einem Inzidenzwinkel von etwa 12° angestellt, aber das Reflexionsvermögen ist bei nahezu senkrechtem Einfall von dem Inzidenzwinkel fast unabhängig, so daß die mitgeteilten Zahlen auch für normale Inzidenz hinreichende Geltung besitzen.

Unsere früheren Messungen haben wir neuerdings mit einer wesentlich lichtstärkeren Anordnung und mit Benutzung eines empfindlicheren Mikroradiometers in dem Spektralgebiet zwischen 1 μ und 8 μ wiederholt. Sie decken sich nahezu vollkommen mit unseren früheren Werten; nur zwischen 5 und 6 μ finden sich schwache Abweichungen, welche in dem Sinne wirken, daß das bei 6,21 μ gelegene Reflexionsmaximum in unseren neuen Kurven bei etwas kleineren Wellenlängen liegt und noch deutlicher hervortritt [1]). Durch eine Reihe von Kontrollmessungen haben wir uns davon überzeugt, daß die Absorption des Wasserdampfes auf die Ergebnisse unserer Reflexionsmessungen nicht von Einfluß gewesen ist. Ein solcher Einfluß könnte deshalb vermutet werden, weil die Strahlen bei der Messung des Reflexionsvermögens einmal an Silber, das andere Mal an einer Wasseroberfläche reflektiert werden und im letzteren Falle eine in unmittelbarer Nähe dieser reflektierenden Fläche lagernde, mit Wasserdampf gesättigte Luftschicht zu durchdringen haben. Bei der Reflexion an der Silberplatte hingegen passieren die Strahlen in ihrem ganzen Verlauf nur Luftschichten von dem Feuchtigkeitsgehalt der Zimmerluft. Wenn ein Einfluß jener gesättigten Dampfschicht vorhanden wäre, so müßte sich derselbe ohne Zweifel bedeutend stärker geltend machen, wenn die Zimmerluft relativ trocken, als wenn dieselbe mit Feuchtigkeit nahezu gesättigt ist. Wir erhielten jedoch auch in denjenigen Spektralgebieten, in welchen die starken Absorptionsbanden des Wasserdampfes liegen, innerhalb der Fehlerquellen dieselben Werte des Reflexionsvermögens bei zwei Versuchsreihen, von welchen die eine bei 45 Proz., die andere bei 88 Proz. relativem Feuchtigkeitsgehalt angestellt worden war. Wir haben fernerhin festgestellt, daß bei unseren Versuchen sogar die künstlich herbeigeführte Sättigung einer Luftschicht

---

[1]) Wir hatten früher für die Wellenlänge dieses Maximums 6,3 μ angegeben.

*



von 12 cm Länge mit Wasserdampf keine merkliche Verminderung der Intensität in den Absorptionsgebieten des Wasserdampfes hervorbringt. Zu diesem Zweck wurde ein mit Fluoritplatten verschlossenes Messingrohr von 12 cm Länge und 8 cm Weite in den Strahlengang eingeschaltet und die Änderung der Intensität in dem Spektralgebiet zwischen 5,5 und 7 μ beobachtet, während der Feuchtigkeitsgehalt der Luft im Innern des Rohres einmal demjenigen der Zimmerluft (72 Proz.) gleich war, das andere Mal bis zur Sättigung gesteigert wurde. In beiden Fällen ergaben sich innerhalb der Beobachtungsfehler die gleichen Ausschläge. Bedenkt man, daß die gesamte Länge des Strahlenganges bei unseren Reflexionsversuchen von der Lichtquelle bis zu dem Mikroradiometer mehr als 2,5 m betrug, so erscheint dieses Resultat nicht sehr verwunderlich. Denn die eigenartige Struktur der Absorptionsspektra der gasförmigen Körper bedingt bei spektro-thermometrischen Messungen eine scheinbare Abweichung von dem Absorptionsgesetz in dem Sinne, daß sich bei der Berechnung des Extinktionskoeffizienten bei zunehmender Schichtdicke immer kleinere Werte ergeben.

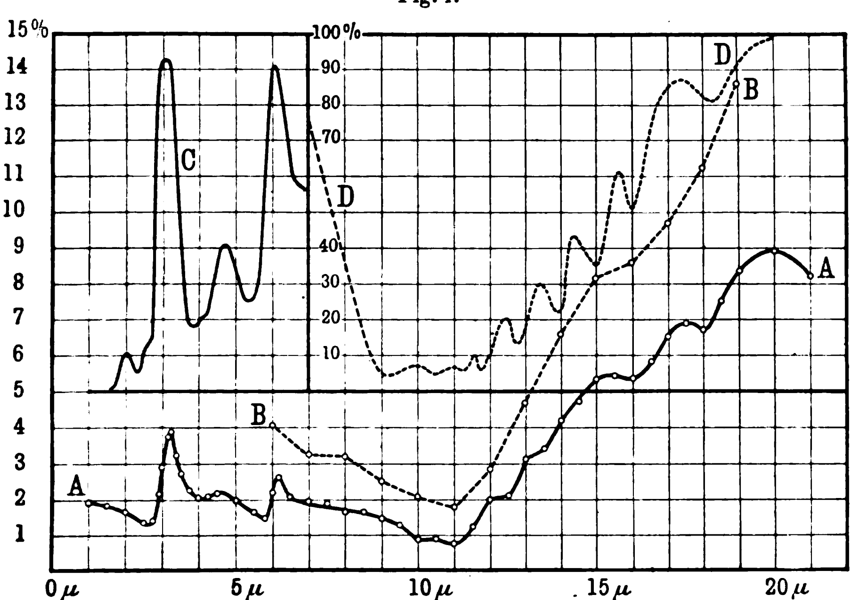
Wir sind nach dem Vorstehenden zu dem Schluß berechtigt, daß unsere Messungen des Reflexionsvermögens von Fehlern, die auf Wasserdampfabsorption zurückgeführt werden können, frei sind. Der Verlauf des Reflexionsvermögens als Funktion der Wellenlänge ist in der Fig. 1, Kurve A, graphisch dargestellt.

Bestimmung der Absorption des Wassers. Unter den mannigfachen Arbeiten über das ultrarote Absorptionsspektrum des flüssigen Wassers sind wohl die Untersuchungen des Herrn Aschkinass [1]) am sorgfältigsten durchgeführt, welcher die Absorption des Wassers in verschiedenen Schichtdicken für das Spektralgebiet zwischen 0,5 μ und 8,5 μ beobachtete. Fig. 1, Kurve C, gibt die Messungen des Herrn Aschkinass für die dünnste der von ihm untersuchten Wasserschichten von 0,01 mm Dicke wieder. Die Werte, welche sich aus diesen Beobachtungen für den Extinktionskoeffizienten des Wassers berechnen lassen, sind jedoch gerade in dem ersten Absorptionsstreifen bei $\lambda = 3,06\,\mu$, welcher, wie aus unseren Reflektionskurven hervorgeht, erhebliche anomale

[1]) E. Aschkinass, Wied. Ann. 55, 401, 1895.

Reflexion bewirkt, auffallend niedrig. Da indessen bereits sehr geringe Verunreinigungen des Spektrums sehr große Fehler in der Bestimmung des Extinktionskoeffizienten ergeben können, wenn die Durchlässigkeit der untersuchten Schicht an der betreffenden Stelle des Spektrums sehr gering ist, so ist es kaum möglich, aus den bei einer so großen Schichtdicke erhaltenen Absorptionswerten hier einigermaßen richtige Werte des Extinktionskoeffizienten herzuleiten und wir beschlossen, das Absorptions-

Fig. 1.



spektrum des Wassers in noch dünneren Schichten einer Untersuchung zu unterwerfen. Da wir ferner beabsichtigten, diese Messungen bis zu möglichst großen Wellenlängen durchzuführen, so mußten wir darauf verzichten, die zu untersuchende Wasserschicht zwischen Flußspatplatten einzuschließen. Es kamen somit nur die Seifenlamellen als geeignete Objekte für unsere Untersuchung in Betracht. Wir verwendeten zwei verschiedene Seifenlösungen, von welchen die eine 89 Proz. Wasser, 10 Proz. Glycerin und 1 Proz. ölsaures Natron, die andere $72^1/_2$ Proz. Wasser, 25 Proz. Glycerin und $2^1/_2$ Proz. ölsaures Natron enthielt. Die

konzentriertere Lösung war nach der BOYSschen Methode hergestellt, die andere durch Verdünnung jener Lösung erhalten worden. Um die Seifenlamellen während einer oft mehrere Stunden andauernden Versuchsreihe in ihrer Dicke konstant zu erhalten, wählten wir nach mancherlei vergeblichen Versuchen das folgende Verfahren: In eine zur Hälfte mit Seifenlösung gefüllte Glasschale *G* (Fig. 2) wurde ein etwa 6 cm hoher U-förmiger Drahtbügel *B* eingetaucht und vermittelst eines Hilfsdrahts mit einer Seifenlamelle überzogen, welche unten mit der Flüssigkeitsoberfläche in Berührung war. Nahe bei dem höchsten Punkte des Bügels mündete ein vertikales, etwa 25 cm langes Kapillarrohr *CC* von 0,4 mm innerem Durchmesser, welches an dem Stiele des Bügels mittels zweier Gummiringe befestigt war. Durch ein Schlauchstück stand das obere Ende des Kapillarrohres mit einem weiten, trichterförmigen Gefäße *D* in Verbindung. Wurde in dieses Gefäß Seifenlösung eingegossen, so floß dieselbe äußerst langsam und ganz gleichmäßig durch das Kapillarrohr auf die Seifenblase, welche in ihrem mittleren und unteren Teile nach kurzer Zeit eine konstante Dicke annahm und so lange unverändert blieb, als durch Nachgießen von Seifenlösung die Flüssigkeitsoberfläche in dem Gefäße *D* auf angenähert gleicher Höhe gehalten wurde. Es erwies sich hierzu als ausreichend, etwa alle 10 Minuten einige Cubikcentimeter der Seifenlösung aus dem Gefäße *G* zu entnehmen und *D* zuzuführen. Auf diese Weise konnte die Seifenlamelle stundenlang in unverändertem Zustande, insbesondere bei konstanter Dicke, erhalten bleiben. Wurde die Seifenlamelle zerstört und von neuem gebildet, so erwies sich ihre Dicke nach Eintreten des stationären Zustandes wiederum von genau der gleichen Größe wie zuvor, wenn die äußeren Versuchsbedingungen dieselben geblieben waren. Auf die Dicke der Membran waren neben den Konstanten des Apparates, wie Größe und Form

Fig. 2.

D D C C B B G G

des Bügels, Länge und lichte Weite des Kapillarrohres, insbesondere die Zusammensetzung der Seifenlösung und die Temperatur von Einfluß [1]).

Die Messung der Dicke der untersuchten Seifenlamelle geschah auf optischem Wege, und zwar durch Beobachtung der Interferenzstreifen, welche das von der Lamelle senkrecht reflektierte Licht einer Nernstlampe im Spektrum zeigte. Werden dunkle Interferenzstreifen für Strahlen von der Wellenlänge λ_1, λ_2, λ_3 usw. beobachtet, und ist d die gesuchte Dicke der Lamelle, n_1, n_2, n_3 usw. die betreffenden Brechungsindices der Seifenlösung für die Wellenlänge λ_1, λ_2, λ_3 usw., m die Ordnungszahl des am weitesten im Rot gelegenen Streifens, so erhält man die Gleichungen: $2 n_1 d = m \lambda_1$; $2 n_2 d = (m + 1) \lambda_2$; $2 n_3 d = (m + 2) \lambda_3$ usw. Hieraus lassen sich die beiden unbekannten d und m ermitteln, wobei die Tatsache, daß m eine ganze Zahl sein muß, zur Kontrolle dient.

Die Dicke der Schicht zeigte sich an verschiedenen Stellen sehr verschieden [2]). Innerhalb des zur Absorptionsmessung verwendeten Stückes, welches in der Fig. 2 durch eine punktierte Linie umgrenzt ist, betrugen die Unterschiede an den verschiedenen Stellen etwa 10 Proz. Es wurden deshalb an mehreren Stellen dieses Stückes Messungen vorgenommen und hieraus ein Mittelwert gebildet. Derartige Versuche wurden stets vor Beginn und nach Beendigung der Absorptionsmessungen ausgeführt.

In Fig. 3 sind die Resultate graphisch dargestellt, welche bei unseren Absorptionsmessungen an zwei Seifenlamellen erhalten wurden, von denen die eine (L_1) 10 Proz. Glycerin enthielt und im Durchschnitt 3,09 μ dick war (Kurve A), die andere (L_2) dagegen 25 Proz. Glycerin enthielt und nur eine mittlere Dicke von 1,89 μ (Kurve B) besaß. Die erste dieser beiden Seifenlamellen ist während der Untersuchung dreimal, die zweite zweimal erneuert worden. In allen diesen Fällen erwies sich die neu ge-

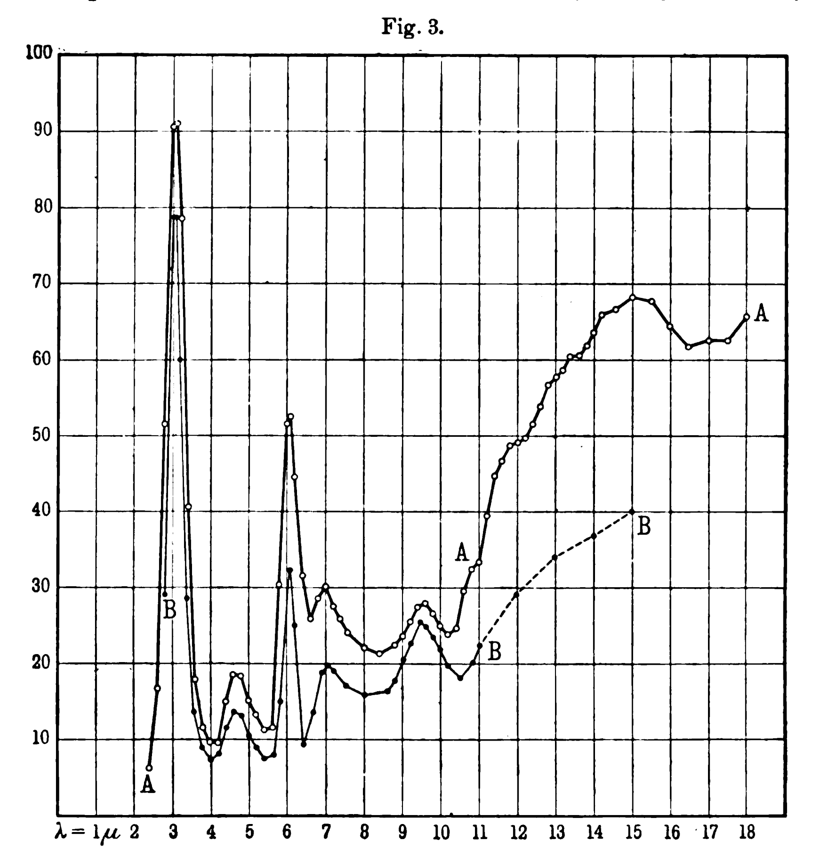
[1]) Wesentlich für das Gelingen dieser Versuche ist tadellose Reinheit des ganzen Apparates, insbesondere des Kapillarrohres und völlige Homogenität der Seifenlösung. Einen Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf die Dicke der Lamelle haben wir nicht mit Sicherheit feststellen können.

[2]) Aus diesem Grunde empfiehlt es sich, die optische Dickenmessung mit sehr kurzem Spalt auszuführen, da die Streifen meist nicht vertikal sind.

bildete Lamelle bezüglich ihrer Dicke der früher vorhandenen so ähnlich, daß Reduktionen nicht vorgenommen zu werden brauchten.

Beide Kurven lassen zunächst die drei bekannten kurzwelligen Absorptionsmaxima des Wassers bei $\lambda = 3{,}06\,\mu$, $4{,}70\,\mu$ und $6{,}08\,\mu$

Fig. 3.



sehr deutlich hervortreten [1]). Aber während bei der Kurve *C*, Fig. 1, welche die Beobachtungen des Hrn. ASCHKINASS darstellt,

---

[1]) Die Absorptionsmessungen wurden bis $8\,\mu$ mit einem Fluoritprisma, bis $12\,\mu$ mit einem Steinsalzprisma, bis $18\,\mu$ mit einem Sylvinprisma ausgeführt. Die Spaltbreiten betrugen bis $4\,\mu$ 0,1 mm, bis $6{,}5\,\mu$ 0,3 mm, bis $15\,\mu$ 0,6 mm; jenseits dieser Wellenlänge wurde der Spalt auf 1,2 mm erweitert. Das zu diesen Messungen verwendete, sehr lichtstarke Spektrometer soll an anderer Stelle beschrieben werden.

die Maxima bei 3,06 und 6,08 μ nahezu gleich stark ausgeprägt sind, ist der Unterschied in der Höhe der beiden Maxima in unseren Kurven ein außerordentlich großer. Bis zu der Wellenlänge $\lambda = 6{,}5\,\mu$ ergeben beide Lamellen annähernd die gleichen Extinktionskoeffizienten. Es ist dies nicht sehr verwunderlich, da innerhalb dieses Spektralgebietes Wasser und Glycerin qualitativ und quantitativ sich sehr ähnlich verhalten. Die so berechneten Extinktionskoeffizienten[1]) stimmen mit denjenigen, welche sich aus den Versuchen des Hrn. ASCHKINASS ergaben, ziemlich gut überein, mit Ausnahme derjenigen Zahlen, welche sich auf den ersten Absorptionsstreifen bei $\lambda = 3{,}06\,\mu$ beziehen. Hier erreichen unsere Werte, wie die folgende Tabelle zeigt, angenähert die dreifache Höhe wie diejenigen von Hrn. ASCHKINASS.

Tabelle 1.

λ	Extinktionskoeffizienten des Wassers	
	nach ASCHKINASS (reines Wasser) $d = 0{,}01$ mm	nach RUBENS-LADENBURG (Seifenlösung L_1) $d = 0{,}00309$ mm
3,00	0,0645	0,175
4,70	0,0202	0,0196
6,00	0,102	0,107
6,5	0,053	0,048

Weiterhin zeigen die Kurven A und B der Fig. 3 zwei deutlich erkennbare Maxima bei 7,0 μ und 9,5 μ, welche in Kurve B noch stärker ausgeprägt sind als in Kurve A. Ihre Lage stimmt in beiden Kurven nicht genau überein. Diese Maxima sind offenbar durch den Glyceringehalt der Lösung hervorgerufen. Nach den Messungen des Hrn. RANSOHOFF[2]) besitzt das Glycerin in dem Spektralgebiet zwischen 6,6 und 7,0 μ eine stark ansteigende Absorption, welche für noch größere Wellenlängen langsam wieder abnimmt. An einer zwischen Flußspatplatten eingeschlossenen,

[1]) Ist J die Intensität der eindringenden, i der hindurchgelassenen Strahlung, so ist der Extinktionskoeffizient $g = \log \text{nat} \frac{J}{i} \cdot \frac{\lambda}{4\pi d}$. Hierbei ist i wegen des Reflexionsverlustes zu korrigieren.

[2]) MAX RANSOHOFF, Dissertation, Berlin 1896.

sehr dünnen Glycerinschicht haben wir ferner ein stark ausgeprägtes Absorptionsmaximum bei 9,4 μ wahrnehmen können, welches seiner Lage nach mit dem langwelligeren der beiden genannten Maxima fast zusammenfällt. Das Wasser zeigt zwischen 9 und 10 μ nur eine langsame, ziemlich gleichmäßige Zunahme der Absorption mit der Wellenlänge. Jenseits 10 μ steigt die Absorption der Seifenlamelle mit wachsender Wellenlänge wieder stark an, erreicht ein Maximum bei etwa 15 μ, ein Minimum zwischen 16 und 17 μ und ist von da ab weiter im Ansteigen begriffen, wie der Verlauf der Kurve A, Fig. 1, lehrt.

Unverkennbar ist die Ähnlichkeit im Verlauf unserer Absorptionskurve A, Fig. 3, jenseits 10 μ mit der Kurve D, Fig. 1, welche die Absorption einer 60 cm dicken Wasserdampfschicht von Atmosphärendruck nach älteren Versuchen [1]) in demselben Spektralgebiet darstellt. Fernerhin besteht hier ein deutlich erkennbarer Zusammenhang zwischen unserer Absorptionskurve und den Kurven A und B der Fig. 1, welche das Reflexionsvermögen einer Wasserschicht bei 12° bzw. 50° Inzidenzwinkel darstellen. Beide Reflexionskurven steigen von 11 μ bis 15 μ stark und ziemlich gleichmäßig an und zeigen jenseits dieser Wellenlänge eine Einbuchtung, welche dem Minimum der Absorptionskurve entspricht.

Die Berechnung des Extinktionskoeffizienten des Wassers wurde in dem Spektralgebiet zwischen 2,6 und 3,6 μ, sowie in den jenseits 10 μ gelegenen Teilen des Spektrums mit Hilfe der Absorptionswerte vorgenommen, welche sich aus den Versuchen mit der Seifenlamelle L_1 von 10 Proz. Glyceringehalt ergaben. Es liegt also dieser Berechnungsweise die Annahme zugrunde, daß sich in diesen Spektralgebieten die Absorption des Glycerins nicht allzu sehr von derjenigen des Wassers unterscheidet, eine Annahme, welche durch die Parallelversuche mit den beiden Lamellen von verschiedenem Glyceringehalt im allgemeinen bestätigt wird. In dem Spektralgebiet zwischen $\lambda = 3{,}6\,\mu$ und $\lambda = 9\,\mu$ haben wir die Extinktionskoeffizienten aus den Angaben des Hrn. Aschkinass für die Absorption in einer 0,01 mm dicken Wasserschicht berechnet; mit diesen stimmen unsere mit Hilfe

[1]) H. Rubens und E. Aschkinass, Wied. Ann. **64**, 584, 1898.

der Lamelle L_1 erhaltenen Werte im ganzen gut überein; indessen gebührt den Werten des Hrn. Aschkinass hier der Vorzug, weil dieselben für reines Wasser und nicht für Seifenlösung gelten.

Berechnung der Dispersion. Ist R das Reflexionsvermögen, bezogen auf die einfallende Intensität 1, g der Extinktionskoeffizient für dieselbe Wellenlänge λ, so ergibt sich bekanntlich für den zugehörigen Brechungsexponenten n der folgende Ausdruck:

$$n = \frac{1+R}{1-R} \pm \sqrt{\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 - g^2 - 1},$$

wobei für alle Größen normale Inzidenz vorausgesetzt ist[1]).

Die folgende Tabelle enthält für eine Reihe von Wellenlängen des ultraroten Spektrums den Extinktionskoeffizienten g und das Reflexionsvermögen R; letztere Größe ist nicht, wie sonst üblich, in Prozenten der einfallenden Strahlung angegeben, sondern ist bezogen auf die einfallende Intensität 1; ferner gibt die Tabelle den Brechungsexponenten n, wie er sich aus der vor-

Tabelle 2.

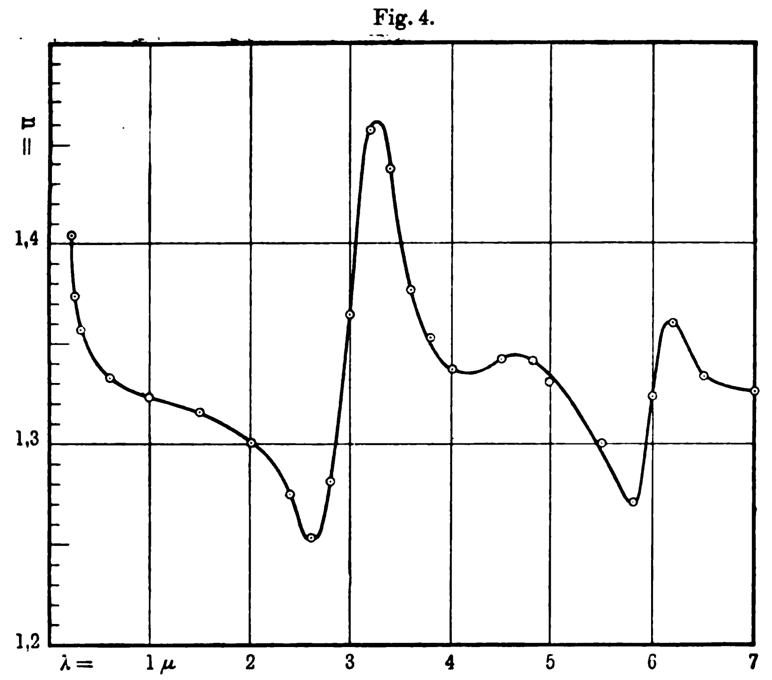
Extinktionskoeffizient g, Reflexionsvermögen R und Brechungsexponent n des Wassers bei 18° C.

λ	g	R	n	(n')	λ	g	R	n	(n')
1 μ	—	0,0193	1,323	—	5,5 μ	—	0,0170	1,300	—
1.5	—	0,0188	1,316	—	5,8	0,042	0,0145	1,271	1,274
2,0	—	0,0170	1,300	—	6,0	0,102	0,0214	1,324	1,341
2,4	—	0,0148	1.275	—	6,2	0,099	0,0250	1,360	1,375
2,6	0.011	0,0126	1,253	1,253	6,5	0,053	0.0212	1,334	1,338
2,8	0,050	0,0159	1,282	1,288	7,0	0,045	0,0200	1,327	1,331
3.0	0,175	0,0290	1,365	1,410	8,0	0,048	0,0168	1,293	1,298
3,2	0,169	0,0390	1.456	1,492	9,0	0,050	0,0140	1,264	1.269
3,4	0,039	0,0324	1,437	1,439	10.0	0.056	0,0085	1,196	1,203
3,6	0,014	0,0260	1,384	1,385	11,0	0,105	0,0072	1.150	1,184
3,8	—	0,0226	1,353	—	12,0	0,247	0,0200	1,187	1,330
4,0	—	0,0209	1,338	—	13,0	0,299	0,0310	1,269	1,428
4.5	0.016	0,0216	1,343	1,344	15,0	0,426	0.0533	1,332	1,600
5.0	—	0,0198	1,330	—	18,0	0,428	0,0675	1,505	1,702

[1]) Das Vorzeichen des Wurzelausdrucks ist hier stets positiv zu nehmen. Es folgt dies aus dem bekannten Wert des Brechungsexponenten an der Grenze des sichtbaren Spektrums und aus der Stetigkeit der Dispersionskurve.

stehenden Formel berechnet. Endlich ist in einer fünften Spalte unter der Überschrift (n') der Wert des Brechungsindex angegeben, welchen ein vollkommen durchsichtiger Körper von gleichem Reflexionsvermögen wie das Wasser an der betreffenden Stelle des Spektrums besitzen würde. Man erhält diesen Wert von (n'), indem man g in der vorstehenden Formel gleich Null setzt bzw. die einfache FRESNELsche Formel für normale Inzidenz anwendet. Diese Formel liefert, wie man sieht, an den meisten

Fig. 4.



Stellen des Spektrums auch für das Wasser angenähert richtige Werte der Brechungsexponenten. Ist R sehr klein, wie dies bei dem Wasser an allen untersuchten Stellen des Spektrums der Fall ist, so ist der Zahlenwert von g auf die Größe von n in der vorstehenden Formel nur dann von Einfluß, wenn g^2 gegenüber $4R$ nicht zu vernachlässigen ist. Dieser Fall tritt eben bei Wasser nur an wenigen Stellen des Spektrums ein. Dagegen ist der direkte Zusammenhang, welcher zwischen Absorption und Brechung besteht, in dem ganzen untersuchten Spektralgebiet ungemein deutlich

zu erkennen, auch dort, wo der Wert des Extinktionskoeffizienten zu klein ist, um in der Beerschen Formel eine wesentliche Rolle zu spielen.

Fig. 4 enthält die Dispersionskurve des Wassers, im ultravioletten Spektrum nach Beobachtungen von Hrn. Flatow[1]), zwischen 0,5 und 7 μ, nach den in der Tabelle angegebenen Zahlen. Die Dispersionskurve ist in ihrer Form der Reflexionskurve (A, Fig. 1) sehr ähnlich und zeigt, ebenso wie diese, die beiden stark ausgeprägten Maxima bei 3,25 und 6,21 μ, welche den zwei starken, kurzwelligen Absorptionsstreifen des Wassers bei $\lambda = 3{,}06$ und 6,08 μ entsprechen. Auch die kleine Erhebung der Dispersionskurve zwischen 4,5 und 4,8 μ steht ohne Zweifel mit dem bei 4,7 μ beobachteten Absorptionsmaximum des Wassers in Zusammenhang. Daß das Maximum des Reflexionsvermögens und des Brechungsexponenten bei größeren Wellenlängen liegt als das Maximum der Absorption, wird von der Theorie gefordert und durch die vorliegenden Versuche bestätigt.

Aus den Zahlen der Tabelle geht endlich noch hervor, daß der Brechungsexponent des Wassers bei $\lambda = 11\,\mu$ ein tiefes Minimum besitzt ($n = 1{,}150$) und dann mit wachsender Wellenlänge wieder zunimmt; an der Grenze des untersuchten Spektralgebietes erreicht er den höchsten Wert ($n = 1{,}505$ für $\lambda = 18\,\mu$), welcher bisher in dem optischen Spektrum des Wassers beobachtet worden ist.

---

[1]) E. Flatow, Dissertation. Berlin 1903.

Über Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen;

von R. Lindemann.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 18. Dezember 1908.)
(Vgl. diese Verh. 10, 945, 1908.)

Die nach PAULSEN durch den in Wasserstoff brennenden Lichtbogen erzeugten ungedämpften elektrischen Schwingungen leiden, wie schon mehrfach bemerkt ist, an dem Übelstande schwankender Wellenlänge, ein Übelstand, der insbesondere für Messungen in Frage kommt und der bei Verwendung gedämpfter Funkenschwingungen so gut wie völlig fehlt. Gleichwohl ist es möglich, durch geeignete Wahl der Lichtbogenanordnung die Schwankungen der Wellenlänge sehr zu verkleinern, und es gelingt alsdann, mit Hilfe dieser Schwingungen auch Dämpfungsmessungen mit einer Genauigkeit auszuführen, welche der von M. WIEN [1]) bei seinen letzten Untersuchungen erreichten beträchtlichen Genauigkeit gleichkommt.

Die von mir benutzte Lampe wurde vor längerer Zeit eigens für Meßzwecke konstruiert [2]) und hat sich seither durchaus bewährt. Der Lichtbogen brennt hier zwischen dem Mantel eines senkrecht stehenden Kohlezylinders von 20 mm Durchmesser und einem 30 mm langen koaxialen, gut gekühlten Kupferrohr und wird durch ein axiales Magnetfeld dauernd in Rotation erhalten. Die Zentrierung der Kohle im Kupferrohr geschieht mittels je dreier Schrauben an den Kohleenden und kann leicht auch während des Brennens ausgeführt werden. Zwei etwa 1 mm dicke Drahtstifte an den Enden des Kupferrohres, welche radial an den Kohlezylinder gedrückt werden können, bewirken durch Kurzschluß die Zündung des Bogens. Oben und unten ist die Lampe durch Glimmerblätter, welche mit Messingringen ange-

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 25, 625, 1908.
[2]) ZS. f. Instrkde. 28, 148, 1908.

preßt werden, luftdicht abgeschlossen. Damit der Lichtbogen die Kohle gleichmäßig abbrennt, darf der Abstand zwischen Kohle und Kupferrohr nicht zu klein gewählt werden. Er betrug bei der benutzten Lampe 1,5 mm. Öfteres Ausschmirgeln des Kupferrohres ist vorteilhaft.

Durch die Rotation des Lichtbogens, deren Geschwindigkeit mittels eines den Magnetspulen parallel geschalteten Widerstandes leicht verändert werden kann, wird vor allem erreicht, daß die nie ganz zu beseitigenden Störungen beim Brennen des Bogens eine gewisse Regelmäßigkeit erhalten. Dies hat zur Folge, daß auch die Schwankungen der Wellenlänge periodisch erfolgen, wodurch eine erheblich größere Meßgenauigkeit verbürgt wird. Ein weiterer wichtiger Vorzug der hier gewählten Anordnung, insbesondere auch der guten Kühlung des Kupferrohres, besteht darin, daß die Neuzündung des Bogens in jeder Periode regelmäßiger erfolgt und ein Rückzünden und damit das Auftreten gedämpfter Schwingungen (Schwingungen dritter Art) sehr erschwert ist [1]. In der Tat war es nicht möglich, mit Hilfe des Glimmlichtoszillographen im rotierenden Spiegel [2]) Rückzündungen zu beobachten, selbst wenn die Stromstärke im Gleichstromkreise wesentlich gesteigert wurde. — Eines der wichtigsten Mittel zur Erreichung größter Konstanz der Wellenlänge und zugleich einer möglichst reinen Sinusform der Schwingungen besteht schließlich in der richtigen Wahl der Kapazität im Verhältnis zur Selbstinduktion im Schwingungskreise. Wie schon häufig beobachtet ist, muß dieses Verhältnis möglichst klein gemacht werden. — Ein NERNSTscher Eisenwiderstand in Wasserstoff als Vorschaltwiderstand vor der Lampe leistet ebenfalls gute Dienste durch Konstanthaltung des Speisestromes.

Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter Schwingungen wurden zuerst von RAUSCH VON TRAUBENBERG und MONASCH [3]) beschrieben. Sie benutzen die von BJERKNES für Funkenschwingungen ausgearbeitete Methode, aus der Breite der Resonanzkurve das Dämpfungsdekrement zu berechnen. In dem Falle

[1]) BARKHAUSEN, Das Problem der Schwingungserzeugung. Leipzig, Hirzel, 1907.

[2]) H. DIESSELHORST, Diese Verh. 9, 318, 1907.

[3]) Phys. ZS. 8, 925, 1907.

ungedämpfter Schwingungen ergibt sich so direkt das Dämpfungsdekrement des mit dem Erregerkreise gekoppelten Meßkreises. Trägt man z. B. die dem Quadrat der Stromstärke im Meßkreise proportionalen Ausschläge eines Meßinstrumentes (Bolometer, Thermoelement) als Funktion der im Meßkreise befindlichen Kapazität auf [1]), und bezeichnet α_0 den Ausschlag bei Resonanz, C_0 die entsprechende Kapazität, und α und C ein weiteres zusammengehöriges Wertepaar von Ausschlag und Kapazität auf einem Aste der Resonanzkurve, so ist das logarithmische Dekrement $\mathfrak{d}$ der Schwingungen im Meßkreis durch die Formel gegeben:

$$\mathfrak{d} = \pi \cdot \frac{C - C_0}{C} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha} - 1}}.$$

Zusammen mit dem Verhältnis der Ausschläge $\frac{\alpha_0}{\alpha}$ ist also die meist kleine Differenz $C - C_0$ sowie C zu bestimmen.

Außer auf die beschriebene Weise läßt sich jedoch die Dämpfung noch nach einer anderen Methode bestimmen, welche gerade mit Rücksicht auf die kleinen Wellenlängenschwankungen der Lichtbogenschwingungen große Vorteile zu bieten schien und die Erreichung einer größeren Meßgenauigkeit versprach. — Führt man statt der Dämpfungsdekremente die äquivalenten Widerstände ein, so berechnet sich die Stromstärke i in einem geschlossenen Kreise mit der Kapazität C und dem Koeffizienten der Selbstinduktion L, auf den eine äußere oder innere sinusförmige elektromotorische Kraft E wirkt, nach der Gleichung:

$$i = \frac{E}{\sqrt{w^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Im Falle der Resonanz ist:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C},$$

also:

$$i = \frac{E}{w}.$$

[1]) H. Brandes, Ann. d. Phys. (4) 22, 640, 1907.

Wird w um w_1 vergrößert, so ist:

$$i_1 = \frac{E}{w + w_1}.$$

Aus den beiden letzten Gleichungen folgt:

$$\frac{i}{i_1} = \frac{w + w_1}{w},$$

oder wenn statt der Ströme die dem Quadrat der Stromstärke proportionalen Ausschläge α eines Meßinstrumentes eingesetzt werden:

$$\frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha_1}} = \frac{w + w_1}{w}.$$

Also ist:

$$w = \frac{w_1}{\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_1}} - 1}.$$

Man hat hier demnach außer dem Verhältnis $\frac{\alpha}{\alpha_1}$ nur noch den Widerstand w_1 zu bestimmen, um direkt die in vielen Fällen allein interessierende Größe w zu erhalten. Dabei ist gegen früher noch zu bemerken, daß hier beide Ausschläge Resonanzausschläge sind, die sich bei periodischen Schwankungen der Wellenlänge erheblich genauer ablesen lassen als solche auf den beiden steilen Ästen der Resonanzkurve. Bei den Messungen war es bequem, die Wellenlänge des Erregerkreises mittels einer kleinen variablen Selbstinduktion langsam über den Resonanzpunkt hinaus zu verändern. Der größte Ausschlag war abzulesen. Für die Größe w_1 ist bei dünnen Drähten von kleinem Leitvermögen der mit Gleichstrom gemessene Widerstand einzusetzen.

Die beiden wichtigsten Fehlerquellen sind auch hier wie bei der Messung mit gedämpften Schwingungen: direkte Beeinflussung des Meßapparates durch den Erregerkreis und Rückwirkung des Meßkreises auf den Erregerkreis oder auf den das Bolometer oder Thermoelement enthaltenden Hilfskreis. Beide störenden Beeinflussungen lassen sich in einfachster Weise bestimmen, falls es nicht gelingt, sie ganz zu vermeiden.

Da die Ströme im Erreger- und Meßkreis bei Resonanz und schwacher Koppelung um 90° in der Phase verschoben sind, so

addieren sich ihre Wärmewirkungen in dem Hilfskreis. Die bei der Messung beobachteten Resonanzausschläge sind also um den Ausschlag des Meßinstrumentes bei offenem Meßkreise zu verkleinern.

Die Rückwirkung des Meßkreises auf den Erreger- oder Hilfskreis läßt sich in folgender Weise leicht berücksichtigen. Sei die Anordnung so gewählt, daß bei extrem loser Koppelung des Meßkreises mit dem Erregerkreise wegen der geringen Stromstärke im Meßkreise eine stärkere Koppelung dieses Kreises mit dem Hilfskreise nötig wird. Wie eine einfache Rechnung zeigt, liefert alsdann die nach dem Obigen ausgeführte Widerstandsmessung eine Größe a, welche größer ist als der gesuchte Widerstand w_x des Meßkreises und zwar um den Wert:

$$k = \frac{L_{23}^2 \omega^2}{w_3}.$$

Hierbei bedeutet L_{23} den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion zwischen Meß- und Hilfskreis, w_3 den Widerstand des letzteren und ω die Zahlen der Perioden in 2π Sekunden. Es ist also:

$$a = w_x + k. \tag{1}$$

Zur Bestimmung der Größe k ist eine zweite Messung bei geänderter Koppelung zwischen Meß- und Hilfskreis, dagegen ungeänderter Koppelung zwischen Erreger- und Meßkreis sowie ungeänderter Energie im Erregerkreise nötig. Die Größe k gehe hierbei über in k', und es sei $k' = mk$. Der gemessene Widerstand b ist alsdann:

$$b = w_x + mk. \tag{2}$$

Aus 1) und 2) folgt:

$$k = \frac{b - a}{m - 1},$$

also:

$$w_x = a - \frac{b - a}{m - 1}. \tag{3}$$

Hierbei berechnet sich m aus a und b, sowie den beiden Resonanzausschlägen α und β bei nicht eingeschaltetem Zusatzwiderstand nach der Gleichung:

$$m = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \left(\frac{b}{a}\right)^2. \tag{3'}$$

Genau die entsprechende Methode ist anwendbar, wenn die Koppelung zwischen Meßkreis und Hilfskreis extrem lose ist und eine Rückwirkung auf den Erregerkreis stattfindet.

Trotz der Einfachheit dieser Fehlerbestimmung wird es jedoch stets vorzuziehen sein, Rückwirkung auszuschließen, was bei genügender Energie im Erregerkreise und nicht zu kleiner Empfindlichkeit des Meßapparates im Hilfskreis stets möglich ist. Hierbei kann es vorteilhaft sein, nach dem Vorgang von Rausch von Traubenberg und Monasch ein Thermoelement von kleinem Widerstande direkt in den Meßkreis einzuschalten.

Es sei schließlich noch auf einen Vorzug der beschriebenen Meßmethode hingewiesen, welcher des weiteren für ihre praktische Verwendbarkeit wichtig erscheint [1]. Während die anderen Methoden, welche den ganzen Verlauf der Resonanzkurve benötigen, im allgemeinen einen variablen Kondensator im Meßkreis benutzen, ist das hier nicht der Fall. Dagegen wird es stets möglich sein, dort, wo die Einschaltung eines variablen Kondensators auf Schwierigkeiten stößt, z. B. bei der Messung der Dämpfung von Antennen, ein kurzes Stück eines dünnen Drahtes, wie es bei der obigen Messung Verwendung fand, anzubringen.

Um die Brauchbarkeit der Methode darzutun, seien die Resultate einiger Messungen über die Widerstandserhöhung einer Spule bei schnellen Schwingungen hier angeführt. Der Meßkreis bestand aus einem Luftkondensator, dessen Kapazität $3300 \cdot 10^{-12}$ Farad betrug, sowie der zu untersuchenden Spule aus 2,1 mm dickem Kupferdraht. Der Koeffizient der Selbstinduktion dieser Spule berechnet sich aus der gemessenen Eigenwellenlänge des Kreises $\lambda = 925$ m und der Kapazität zu $7{,}3 \cdot 10^{-5}$ Henry. Zwischen Kondensator und Spule konnten die Widerstände aus kurzen Manganindrähten eingeschaltet werden. Vergleichende Messungen mit Drähten von 0,1 und 0,03 mm Dicke ergaben keinen Unterschied. Zur Messung der Energie im Meßkreise dienten abwechselnd Bolometer und Thermoelement. Wurde nun zunächst die Koppelung des Meßkreises sowohl mit dem Erregerkreis wie mit dem das Bolometer oder Thermoelement enthaltenden Hilfskreis so lose gewählt, daß keine Rück-

[1] Vgl. Ragnar H. Rendahl, Phys. ZS. 9, 135, 1908.



wirkung stattfand, so ergab sich der Widerstand des Meßkreises zu 0,495 Ohm, ein Wert, der sich auch nicht änderte (es ergab sich $w = 0{,}496$ und $0{,}495$), wenn einmal die Koppelung mit dem Erregerkreise, sodann diejenige mit dem Hilfskreise soweit verstärkt wurde, daß der Resonanzausschlag auf das Doppelte wuchs. Bei einem weiteren Versuch mußte wegen der erheblich schwächeren Koppelung des Meßkreises mit dem Erreger die Koppelung mit dem Hilfskreise soweit verstärkt werden, daß Rückwirkung eintrat. Es wurde gemessen:

$$a = 0{,}508 \text{ Ohm}, \qquad \alpha = 184{,}8 \text{ mm},$$

bei noch stärkerer Koppelung des Bolometers:

$$b = 0{,}523 \text{ Ohm}, \qquad \beta = 349{,}8 \text{ mm}.$$

Hieraus berechnet sich der gesuchte Widerstand des Meßkreises zu:

$$w_x = 0{,}508 - \frac{0{,}015}{1{,}01} = 0{,}493 \text{ Ohm}.$$

Ein zweiter Versuch dieser Art ergab

$$w_x = 0{,}500 \text{ Ohm}.$$

Diese Zahlen zeigen, daß die beschriebene Methode die Messung selbst so kleiner Widerstände mit einer Genauigkeit von etwa 1 Proz. jederzeit gestattet. Das logarithmische Dekrement, welches dem Widerstande $w_x = 0{,}495$ Ohm entspricht, berechnet sich zu:

$$\mathfrak{d} = \frac{w}{2L} \cdot \tau = 2\pi^2 v \frac{wC}{\lambda} = 0{,}0104_5,$$

wobei τ die Dauer einer Periode und v die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Der Widerstand der untersuchten Spule für Gleichstrom betrug bei 18° C:

$$0{,}0554_4 \text{ Ohm}.$$

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **30. Januar 1909.** **Nr. 2.**

Sitzung vom 8. Januar 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **Wilhelm Heuse** spricht

über die Messung kleiner Drucke

(nach gemeinsam mit Hrn. KARL SCHEEL ausgeführten Versuchen).

Schon abgedruckt; diese Verh. S. 1—15.

Ferner berichtet Hr. **O. Reichenheim**

über die Erzeugung von Fluoreszenz durch Kathodenstrahlen.

Weiter spricht Hr. **R. Lindemann**

über Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen.

Schon abgedruckt; diese Verh. S. 28—34.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung von Hrn. **Adolf Heydweiller** vor:

Eine einfache Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen.



Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. KARL SCHMIDT, Halle, Mühlweg 17.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. JAEGER.)

Hr. Dr. OTTO HAHN, Berlin N, Platz vor dem Neuen Tor 1a.

Hr. Prof. Dr. SCHWARZSCHILD, Göttingen.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. RUBENS.)

Hr. Dr. HANS BAERWALD, Assistent am physikalischen Institut der Universität, Heidelberg, Blumengasse 20.
(Vorgeschlagen durch Hrn. LANDAU.)

Hr. Dr. HEINRICH GREINACHER, Zürich, Untere Zäune 19.
(Vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Eine einfache Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen;

von Adolf Heydweiller.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 8. Januar 1909.)

(Vgl. oben S. 35.)

Auf den nahen Zusammenhang zwischen Dichte und elektrischer Leitfähigkeit von Salzlösungen[1]) haben F. KOHLRAUSCH und HALLWACHS[2]) schon vor 15 Jahren hingewiesen; auf die folgende Beziehung ist aber meines Wissens noch nicht aufmerksam gemacht worden. Für eine große Anzahl von wässerigen Salzlösungen besteht — zunächst rein empirisch — zwischen dem äquivalenten Dichtezuwachs gegen Wasser von gleicher Temperatur $\frac{s-1}{m}$ und dem Äquivalentleitvermögen $\Lambda = \frac{\varkappa}{m}$ innerhalb gewisser Konzentrationsgrenzen (meist von etwa $m = 0{,}1$- bis $m = 5$-normal) eine lineare Beziehung:

$$\frac{s-1}{m} = A_s'' \Lambda + B_s, \qquad 1)$$

worin A_s'' und B_s zwei von der Konzentration unabhängige Konstanten sind.

Sofern Λ ein Maß für den elektrolytischen Dissoziationsgrad i abgibt und $i = \frac{\Lambda}{\Lambda_0}$ gesetzt werden darf, ergibt sich daraus die weitere Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad:

$$\frac{s-1}{m} - A_s' i + B_s = A_s i + B_s(1-i), \qquad 2)$$

---

[1]) Die Bezeichnung „Salz“ ist hier im weiteren HITTORF schen Sinne für Elektrolyt gebraucht.

[2]) F. KOHLRAUSCH und W. HALLWACHS, Wied. Ann. 50, 125, 1893.

wenn

$$A'_s = A''_s \cdot A_0 = A_s - B_s$$

gesetzt wird.

Die letzte Form habe ich gewählt, um die Analogie dieser Beziehung zu einer anderen hervortreten zu lassen, die GRÜNEISEN[1]) zwischen dem Reibungskoeffizienten η (bezogen auf Wasser von gleicher Temperatur), Konzentration und Dissoziationsgrad von Salzlösungen abgeleitet hat, und die sich ebenso auch auf andere physikalische Eigenschaften von Salzlösungen, z. B. die Oberflächenspannung[2]), mit Nutzen übertragen läßt, um den Einfluß der undissoziierten Moleküle von dem der Ionen zu trennen.

Denn die GRÜNEISENsche Beziehung:

$$\frac{\eta - 1}{m} = Ai + B(1 - i) + Cm$$

unterscheidet sich von der analogen Beziehung 2) wesentlich nur durch das letzte Glied, das den wechselseitigen Einfluß der Teile des gelösten Stoffes zum Ausdruck bringt. Sein Fehlen in der Beziehung 2) würde also bedeuten, daß die Dichte durch diese Wirkungen nicht geändert wird.

Die Prüfung der Beziehung 1) habe ich an einem ziemlich umfangreichen Beobachtungsmaterial vorgenommen, das zum Teil der Zusammenstellung von F. KOHLRAUSCH und HOLBORN[3]) und der angeführten Arbeit von GRÜNEISEN entnommen, zum Teil von WIGGER neu beigebracht und noch nicht veröffentlicht ist.

Um einen Begriff zu geben von dem Umfang und der Genauigkeit, mit der die Beziehung 2) erfüllt wird, seien zwei Beispiele angeführt, nämlich NaCl, für das die besonders genauen Dichtebestimmungen von F. KOHLRAUSCH und HALLWACHS (a. a. O.) vorliegen, und das stark lösliche $CaCl_2$, für das die Beziehung in besonders weitem Umfang nach großen Konzentrationen gilt.

---

[1]) E. GRÜNEISEN, Wiss. Abh. d. Physik.-Techn. Reichsanstalt 4, 237, 1905. Es ist zu bemerken, daß die nur für kleine Konzentrationen abgeleitete Beziehung sich auch für höhere Konzentrationen bewährt hat.

[2]) A. HEYDWEILLER, diese Verh. 10, 245, 1908.

[3]) F. KOHLRAUSCH und L. HOLBORN, Das Leitvermögen der Elektrolyte; Leipzig 1908, Tab. 1.

Neben die beobachteten Werte von $\left(\frac{s-1}{m}\right) \cdot 10^4$ für verschiedene Werte m der gelösten Grammäquivalente im Liter Lösung sind die mit den angeführten Konstanten A_s, B_s und Λ_0 nach 1) bzw. 2) berechneten Werte derselben Größe gestellt. Bemerkt sei, daß die Konstanten A_s und B_s durch graphische, nicht durch rechnerische Interpolation der Beobachtungen erhalten wurden.

Tabelle 1.

NaCl $A_s = 438 . 10^{-4}$ $B_s = 336 . 10^{-4}$ $\Lambda_0 = 109,0$				$\frac{1}{2}$ $CaCl_2$ $A_s = 497 . 10^{-4}$ $B_s = 390 . 10^{-4}$ $\Lambda_0 = 118,9$			
m	i	$\left(\frac{s-1}{m}\right) \cdot 10^4$		m	i	$\left(\frac{s-1}{m}\right) \cdot 10^4$	
		beob.	ber.			beob.	ber.
0,05	0,878	422,2	424,8	0,938	0,577	451	452
0,1	0,844	420,1	421,4	1,957	0,490	443	443
0,2	0,806	417,9	417,6	3,059	0,414	434	434
0,5	0,743	412,7	411,3	4,253	0,341	426	427
1	0,683	406,2	405,3	5,545	0,270	419	419
2	0,595	396,5	396,5	6,945	0,201	412	412
3	0,519	388,7	388,9	8,468	0,136	406	405
4	0,452	382,3	382,2	—	—	—	—
5	0,392	376,9	376,2	—	—	—	—

Bei den verdünnteren Lösungen treten bei NaCl im Zusammenhang mit der von F. KOHLRAUSCH und HALLWACHS festgestellten Anomalie für die Dichte größere Abweichungen auf, die die Beobachtungsfehler übersteigen.

Innerhalb ihres Gültigkeitsbereiches liefert also, wie man sieht, die Beziehung eine ausgezeichnete Interpolationsformel zur Ableitung der Leitfähigkeiten aus den Dichten oder (genauer) umgekehrt für beliebige Konzentrationen.

Auch die Zahl der Fälle, in denen sie sich bewährt, ist eine recht beträchtliche. Von 67 Elektrolyten, für welche ausreichende Beobachtungsdaten vorliegen, folgen 51 (10 Chloride,

8 Bromide, 8 Jodide, 11 Nitrate, 5 Sulfate, 2 Carbonate, 2 Acetate, 3 Basen und 2 Säuren) der Regel in den angegebenen Konzentrationsgrenzen. Diesem gegenüber stehen allerdings auch 16 Ausnahmen, also fast ein Viertel der Gesamtzahl. Aber die Regel ist unmittelbar nur an der Beziehung 1) zwischen Dichte und Leitvermögen geprüft, und wenn die Ableitung von 1) aus 2) zutrifft, so werden Ausnahmen in allen den Fällen zu erwarten sein, in denen die stromführenden Ionen sich (z. B. infolge von Komplexbildung, stufenweiser Dissoziation und Hydrolyse) mit der Konzentration ändern, die Leitfähigkeit also nicht dem Dissoziationsgrad proportional gesetzt werden darf. Die Ausnahmen sind aber durchweg solche Elektrolyte, bei denen ein solches Verhalten bekannt oder aus anderweitigen Gründen wenigstens wahrscheinlich ist.

So gehören dazu die Cadmiumsalze (Chlorid, Bromid, Jodid und Sulfat), an welchen bekanntlich HITTORF[1]) die Bildung von Komplexionen zuerst entdeckt und nachgewiesen hat, vier Salze der magnetischen Metallgruppe (Ni-, Fe-, Mn-Sulfat und Manganchlorid), für welche die magnetischen Eigenschaften Komplexbildungen wahrscheinlich machen[2]); ferner Zn- und Mg-Sulfat, Bleinitrat, Kaliumoxalat, Calciumchromat und drei Säuren: Phosphorsäure, Schwefelsäure und Essigsäure.

Auf Komplexbildung sind auch wohl die Abweichungen zurückzuführen, die einige unterhalb fünffach-normal der Regel folgende Elektrolyte bei höheren Konzentrationen aufweisen (Salpetersäure, Natriumhydroxyd und Calciumnitrat).

Bemerkenswert und eigenartig ist das Verhalten der Schwefelsäure, bei der die Beziehung zwischen $\frac{s-1}{m}$ und Ω unterhalb 0,1-normal und wieder oberhalb 1-normal (bis 14-normal hinauf) der Regel 1) folgt, aber mit verschiedenen Werten der Konstanten in den beiden Intervallen, so daß die graphische Darstellung zwei geradlinige Stücke von verschiedener Neigung ergibt, die in dem Intervall von $m = 0{,}1$ bis $m = 1$ durch eine geschwungene Kurve verbunden sind.

---

[1]) W. HITTORF, Pogg. Ann. **106**, 543 ff., 1859.
[2]) Vgl. A. HEYDWEILLER, Ann. d. Phys. (4) **12**, 620, 1903.

Tabelle 2.

100 ×		H	Li	NH_4	Na	K	½ Mg	½ Ca	½ Sr	½ Ba	½ Cu
A_s	$C_2H_3O_2$	—	—	—	3,88	5,15	—	—	—	—	—
B_s		—	—	—	3,60	4,16	—	—	—	—	—
$A_s - B_s$		—	—	—	0,28	0,99	—	—	—	—	—
A_s	Cl	1,86	2,62	2,00	4,38	5,16	4,40	4,97	7,36	9,62	7,66
B_s		1,57	2,02	0,54	3,36	2,96	3,34	3,90	6,26	8,33	5,86
$A_s - B_s$		0,29	0,60	1,46	1,02	2,20	1,06	1,07	1,10	1,29	1,80
A_s	Br	—	6,20	5,67	8,08	8,58	7,96	8,68	10,96	13,14	—
B_s		—	5,54	4,64	7,26	6,36	7,03	7,56	9,84	11,82	—
$A_s - B_s$		—	0,66	1,03	0,82	2,49	0,93	1,12	1,12	1,32	—
A_s	J	—	9,74	9,14	11,55	12,36	11,62	12,36	14,72	16,90	—
B_s		—	9,27	8,50	10,40	10,80	11,00	11,57	13,68	15,42	—
$A_s - B_s$		—	0,47	0,64	1,15	1,56	0,62	0,79	1,04	1,48	—
A_s	NO_3	3,62	4,28	4,15	6,03	6,70	5,81	7,56	10,08	10,77	9,40
B_s		3,21	3,43	2,67	4,88	5,21	4,97	5,67	7,66	10,37	7,10
$A_s - B_s$		0,41	0,85	1,48	1,15	1,49	0,84	1,89	2,42	0,40	2,30
A_s	½ SO_4	—	5,03	5,92	7,11	7,72	—	—	—	—	11,80
B_s		—	4,32	2,35	5,40	5,56	—	—	—	—	7,11
$A_s - B_s$		—	0,71	3,57	1,71	2,16	—	—	—	—	4,69
A_s	OH	—	3,20	—	4,85	5,32	—	—	—	9,86[1])	—
B_s		—	1,86	—	3,34	3,78	—	—	—	6,81	—
$A_s - B_s$		—	1,34	—	1,51	1.54	—	—	—	3,05	—

[1]) Nur zwei Beobachtungen.

Vielleicht darf man die Abweichungen von der Regel als ein Kriterium für eine Ionenänderung mit wechselnder Konzentration benutzen.

Für die der Regel folgenden Elektrolyte läßt sich nach der Beziehung 2) der Einfluß der Ionen auf die Dichte von dem der nichtdissoziierten Moleküle trennen, denn die Konstante A_s gibt die Änderung der Dichte durch Auflösen eines ionisierten, B_s die durch ein nichtionisiertes Grammäquivalent im Liter Lösung.

In Tabelle 2 sind die durch graphische Interpolation der Beobachtungen erhaltenen Werte der Konstanten A_s und B_s mit 100 multipliziert, also die prozentischen Änderungen der Dichte, sowie ihre Differenzen $100(A_s - B_s)$ für den größten Teil der Elektrolyte, die der Regel folgen, zusammengestellt, da diese Konstanten einiges Interesse haben.

Der größte Teil der durch B_s dargestellten Dichteänderung wird darauf zurückzuführen sein, daß ein Teil der Wassermoleküle durch die spezifisch schwereren Salzmoleküle ersetzt wird. Dieser Teil ergibt sich unter der Annahme, daß das spezifische Volumen eine additive Eigenschaft ist, aus dem spezifischen Gewichte s_1 des wasserfreien, festen Salzes vom Äquivalentgewicht M, da im Liter $\frac{M}{s_1}$ g Wasser durch M g Salz ersetzt werden, zu:

$$\frac{M}{1000}\,\frac{s_1 - 1}{s_1} \text{ oder in Prozenten zu } \frac{M}{10}\,\frac{s_1 - 1}{s_1},$$

Tabelle 3.

	Nitrate von										
	NH_4	H	Li	Na	$^1/_2$ Mg	K	$^1/_2$ Ca	$^1/_2$ Cu	$^1/_2$ Sr	$^1/_2$ Ba	Ag
M	79,1	63,0	69,1	85,1	74,2	101,2	82,1	93,8	105,6	130,7	170,0
s_1	1,74	1,56 [1]	2,39	2,26	— [2]	2,10	2,36	— [2]	2,93	3,23	4,34
$\frac{M\,(s_1-1)}{10\,s_1}$	3,36	2,26	4,02	4,74	4,06	5,30	4,83	6,18	6,39	9,02	13,04
$100\,B_s$	2,67	3,21	3,43	4,88	4,97	5,21	5,67	7,10	7,66	10,37	13,28

[1]) Flüssig.

[2]) Aus der Dichte des kristallwasserhaltigen Salzes berechnet.

welche Größe in der Tat mit den Werten von $100\,B_s$ eine bemerkenswerte Übereinstimmung zeigt. Als Beleg seien hier in Tabelle 3 die Werte für die Nitrate, nach steigenden Werten von B_s geordnet, zusammengestellt. In einzelnen Fällen, z. B. bei Ammoniumchlorid, sind allerdings auch erheblichere Unterschiede vorhanden.

Für den Nichtelektrolyten Zucker ist $\frac{s-1}{m}$ nach den Beobachtungen von F. Kohlrausch und Hallwachs nur wenig von der Konzentration abhängig und für $m = 3$ ist $100\,\frac{s-1}{m} = 12{,}66$ (steigend bis 13,38 bei größter Verdünnung), während $\frac{M}{10}\,\frac{s_1 - 1}{s_1} = 12{,}69$ ist.

Die Ionenkonstante A_s zeigt insofern eine annähernde Additivität, als die Unterschiede für Salzpaare mit einem gemeinsamen Ion mit letzterem nur wenig variieren; z. B. sind die Differenzen für $100\,A_s$:

	Cl	Br	J	NO_3	$\frac{1}{2}SO_4$	OH
Na — Li	1,74	1,88	1,81	1,75	2,08	1,65

Die Differenzen $A_s - B_s$ sind zum Teil jedenfalls auf Elektrostriktion durch die Ionenladungen zurückzuführen. Sie liegen für die meisten Normallösungen zwischen $\frac{1}{2}$ und 3 Proz., was bei einem Kompressibilitätskoeffizienten des Wassers von etwa $5 \cdot 10^{-5}\,\frac{1}{\text{Atm.}}$ mittleren Drucken von 100 bis 600 Atm. für die Normallösungen entsprechen würde. Daß man nach unserer Kenntnis von der Größe und Ladung der Atome zu Werten für den mittleren Elektrostriktionsdruck in Normallösungen von etwa dieser Größenordnung kommt, habe ich früher[1]) gezeigt. Es scheint aber nicht, daß die ganze durch die Ionisation bewirkte Dichteänderung auf Elektrostriktion beruht.

Auch hier, wie in so zahlreichen Fällen, bewährt sich die elektrolytische Dissoziationstheorie wieder auf das beste durch die Einfachheit der Darstellung, welche sie dem Zusammenhang

---

[1]) A. Heydweiller, Physik. ZS. 1, 111, 1899.

zwischen den verschiedenen physikalischen Eigenschaften der elektrolytischen Lösungen zu geben gestattet, und es ist, angesichts der neuerdings wieder lebhafter einsetzenden Angriffe gegen sie, vielleicht nicht ganz überflüssig, zu betonen, daß sie in dieser Hinsicht noch durch keine andere Darstellungsweise erreicht, geschweige denn übertroffen worden ist.

Rostock, Physikalisches Institut, Dezember 1908.

Über die Erzeugung von Fluoreszenz durch Kathodenstrahlen;

von Otto Reichenheim.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 18. Dez. 1908; vorgetragen am 8. Jan. 1909.)
(Vgl. diese Verh. 10, 945, 1908 und oben S. 35.)

Wie Hr. LILIENFELD[1]) fand, tritt bei Gasentladungen in evakuierten Glas- und Quarzgefäßen unter geeigneten Versuchsbedingungen eine Fluoreszenz des Glases bzw. Quarzes auf, die von den für gewöhnlich beobachteten Fluoreszenzfarben, wie sie durch Kathoden- oder Kanalstrahlen hervorgebracht werden, gänzlich verschieden ist. Glas und Quarz fluoreszieren in Farben, die in allen Nuancen zwischen Rubinrot und sattem Blau variieren. Wie eine Anzahl von Autoren[2]), die die LILIENFELDschen Versuche wiederholten, fanden, sind diese Fluoreszenzen nicht auf positive Elektronenstrahlen zurückzuführen, sie werden vielmehr durch sogenannte Striktionskathodenstrahlen verursacht; diese Strahlen entstehen bei genügender Stromdichte und Gasverdünnung im Gase an Verengungen der Strombahn.

Da nie beobachtet worden war, daß diese Fluoreszenzen durch direkt von der Kathode ausgehende Strahlen verursacht wurden, so nahm man an, daß das Glas nur unter intensiven, langsamen Strahlen in diesen neuen Farben fluoresziert, während die schnellen Strahlen die bekannte grüne Fluoreszenz hervorbringen.

Zufällig fand ich nun, daß man diese Fluoreszenzfarben auch mit direkt von einer Kathode ausgehenden Kathodenstrahlen erzeugen kann. Ich verwandte hierzu eine Anordnung, die prinzipiell mit der übereinstimmt, welche E. GOLDSTEIN[3]) zum Nachweis der

---

[1]) J. E. LILIENFELD, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 631—635, 1906; 9, 125—135, 1907.

[2]) E. GEHRCKE u. O. REICHENHEIM, ebenda 9, 593—597; E. GOLDSTEIN, ebenda S. 598—605; A. BESTELMEYER und S. MARSH, ebenda S. 758—763; H. KONEN, ebenda S. 774 1907.

[3]) E. GOLDSTEIN, ebenda 4, 204—211, 1902.

an isolierten Körpern entstehenden sekundären Kathodenstrahlen benutzte. Die Kathode bestand bei meinen Versuchen aus einer Aluminiumplatte von etwa 8 mm Durchmesser [illegible] einem sie fest umgebenden Glasrohr steckte und von dem [illegible] Ende desselben etwa 1 cm entfernt war. Die Stromzuführung wurde durch einen durch das Glasrohr gehenden und an der Rückseite der Platte angenieteten Draht besorgt. Bei geeigneter Gasverdünnung tritt aus dem Rohrende ein von der Mitte der Platte kommender nadelartiger, sehr intensiver Kathodenstrahl aus. Bringt man in den Weg dieses Strahles einen Körper, gleichgültig, ob Isolator oder Metall, so sendet er von der Auftreffstelle Sekundärstrahlen aus. Bezüglich der Einzelheiten dieser Sekundärstrahlen sei auf die oben erwähnte GOLDSTEINsche Arbeit verwiesen.

In den Gang eines solchen Strahles wurde in etwa 2 cm Entfernung von dem Rohrende eine von Fett und anderen oberflächlichen Verunreinigungen sorgfältig befreite amorphe Quarzplatte gebracht, nachdem das Entladungsgefäß wie bei den LILIENFELDschen Versuchen längere Zeit mit trockenem Sauerstoff gespült worden war. Die Auftreffstelle des Strahles fluoresziert dann zunächst rot, geht nach kurzer Zeit in Violett und schließlich in Himmelblau über. Läßt man wieder etwas Sauerstoff in die Röhre, überläßt sie einige Minuten sich selbst und evakuiert wieder, so fluoresziert der Quarz wieder zunächst rot; das Rot geht allmählich in Blau über. Es sind dies dieselben Farben, die LILIENFELD bei seinen Versuchen beobachtet hat. Aus dem obigen Versuche wird man schließen können, daß die rote Fluoreszenz, wie auch LILIENFELD und GOLDSTEIN angenommen haben, auf den okkludierten Sauerstoff zurückzuführen ist; wenn derselbe vom Quarz wieder freigemacht ist — die Auftreffstelle erhitzt sich sehr stark —, so tritt die vermutlich dem Quarz eigene blaue Farbe auf.

Im folgenden seien Versuche beschrieben, die über das Wesen dieser blauen Fluoreszenz einigen Aufschluß geben sollen.

Läßt man den Kathodenstrahl auf eine sorgfältig gereinigte Glasplatte (gewöhnliches Biegerohrglas) auffallen, so tritt an der Auftreffstelle zunächst die bekannte grüne Fluoreszenz des Glases, dann ein Verschwinden derselben, die sogenannte Ermüdung des

Glases[1]) auf. Kurze Zeit darauf fängt die ermüdete Stelle an, blau zu leuchten; es ist dieses ein Blau, welches etwas dunkler erscheint wie das bei Quarz beobachtete. Entfernt man das Glas aus dem Strahlengang, läßt es erkalten und bringt es wieder hinein, so findet man den zeitlichen Verzug des Auftretens der blauen Fluoreszenz wieder; die Größe dieses Verzuges hängt von der Intensität der Strahlung ab, bei meinen Versuchen betrug er einige Sekunden. Glas ist ein Gemisch aus vielen Substanzen, und es ist deshalb zweifelhaft, auf welche die blaue Fluoreszenz zurückzuführen ist. Es ist nicht sicher, ob es nur das im Glas enthaltene Siliciumoxyd ist; denn erstens zeigen Quarz und Glas, wie schon erwähnt, etwas verschiedene Farbennuancen, und sodann spricht die folgende Erscheinung gegen diese Annahme:

Quarz zeigte bei den von mir benutzten Geraden der Gasverdünnung nur diffuse sekundäre Strahlen, die von GOLDSTEIN (l. c.) als γ-Sekundärstrahlen bezeichnet werden; auf Glas dagegen entstanden die scharfen sogenannten β-Sekundärstrahlen; während diese im ersten Augenblick nur schwach sind, wächst ihre Intensität mit dem Erscheinen der blauen Fluoreszenz stark an. Die γ-Strahlen am Quarz treten gleich beim ersten Auftreffen des primären Strahles auf[2]).

Als die Ursache der blauen Fluoreszenz könnte man zweierlei annehmen: Entweder ist ihre Entstehung auf die Absorption der Primärstrahlen zurückzuführen, ganz unabhängig von der gleichzeitig auftretenden Sekundärstrahlung, oder aber es kann die Fluoreszenz direkt in Zusammenhang mit der Emission der Sekundärstrahlen stehen[3]).

Die Möglichkeit, eine Entscheidung in dieser Frage zu treffen, besteht darin, Glas oder Quarz zur intensiven Elektronenemission auf andere Weise als durch Auftreffen von Kathodenstrahlen zu veranlassen. Dies durch Röntgenstrahlen oder ultraviolettes Licht

---

[1]) W. CROOKES, Phil. Trans. 1879, 645.

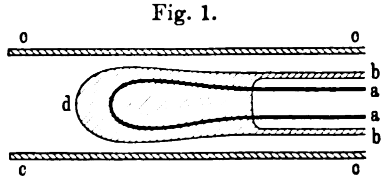
[2]) Auch LILIENFELD gibt an, daß von Stellen der Gefäßwand, die fluoresziert, eine Strahlung ausgeht, über deren Natur er jedoch nichts Näheres anführt.

[3]) Es sei hier darauf hingewiesen, daß möglicherweise auch bei den leuchtenden Gasen einer Gasentladung nicht nur durch Absorption, sondern auch durch Emission eines Elektrons Leuchten hervorgerufen werden kann. Vgl. z. B. E. GEHRCKE, Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 64, Anm. 2, 1905.

zu erreichen, wurde nicht versucht, denn es erscheint experimentell schwierig, auf diese Weise die Dichte der Elektronenemission, d. h. die Anzahl der pro Quadratcentimeter Oberfläche ausgesandten Elektronen, genügend groß zu machen, als daß man ein Sichtbarwerden der Fluoreszenz erhoffen könnte.

Es wurde daher versucht, erhitztes Glas selbst als Kathode in einem Entladungsgefäß zu verwenden und die ganze Emission der Kathodenstrahlen auf nur wenige Quadratmillimeter Oberfläche desselben zu konzentrieren. Fig. 1 zeigt schematisch die Form der dazu benutzten Kathode. *aa* ist eine Platindrahtschleife, deren Enden aus dem Entladungsgefäß herausführen und die durch eine Hilfsbatterie zum Glühen gebracht werden kann. *b* ist ein Glasrohr, das vorn in einem massiven Glaskopf endigt, in den die Platindrahtschleife *a* eingeschmolzen ist. *c* ist ein Glasrohr, das *b* umhüllt und über das Ende des Glaskopfes noch etwa 2 cm hinausragt. Wird *a* durch die Hilfsbatterie erhitzt, so wird gleichzeitig der Glaskopf erhitzt und leitend gemacht; verbindet man mit *a* den negativen Pol der Influenzmaschine, während sich an beliebiger Stelle des Entladungsraumes die Anode befindet, so geht von der Stelle *d* des Glaskopfes ein feiner Kathodenstrahl aus, in derselben Weise wie von der weiter oben beschriebenen Kathode.

Fig. 1.



Bei genügender Stromstärke beginnt bei *d* die Oberfläche des Glaskopfes blau zu fluoreszieren; gleichzeitig fängt an dieser Stelle das Glas sich zu entglasen und matt zu werden an; bei längerem Stromdurchgang und zunehmender Entglasung wird die blaue Farbe heller und schließlich fluoresziert das Glas in einem bläulichen Weiß[1]).

Die Vorgänge an einer Kathode sind sehr komplizierter Natur, und es ist daher nicht sicher zu behaupten, daß diese blaue Fluoreszenz in der Emission der Kathodenstrahlen ihre Ursache hat; sie könnte z. B. auch durch die Aussendung der sogenannten

[1]) Auch bei den LILIENFELDschen Versuchen zeigt sich an den Stellen, an denen die Fluoreszenz auftritt, eine schwache Entglasung.

K_1-Strahlen oder durch auffallende Kanalstrahlen bedingt sein [1]). Die nächstliegende Erklärung jedoch, zumal unter Berücksichtigung der schon weiter oben angeführten Versuche, ist die, daß man es hier mit Leuchterscheinungen zu tun hat, die durch die Emission von Elektronen verursacht werden.

Außer amorphem Quarz und Glas untersuchte ich noch verschiedene andere Substanzen in bezug auf ihre Fluoreszenz beim Auftreffen von Kathoden- und gleichzeitiger Aussendung von Sekundärstrahlen, z. B. kristallisierten Quarz, Porzellan, Calciumoxyd. Sie alle zeigen bläuliche Fluoreszenzfarben. Es ist jedoch spektroskopisch schwer nachzuweisen, ob die einzelnen blauen Fluoreszenzen miteinander identisch sind, denn sie bestehen aus einer über das ganze Spektrum gehenden Helligkeitsverteilung mit einem flachen Helligkeitsmaximum zwischen Violett und Grün.

---

[1]) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) 9, 703—711, 1902.

Vorlesungsversuch zur Demonstration eines magnetischen Drehfeldes;

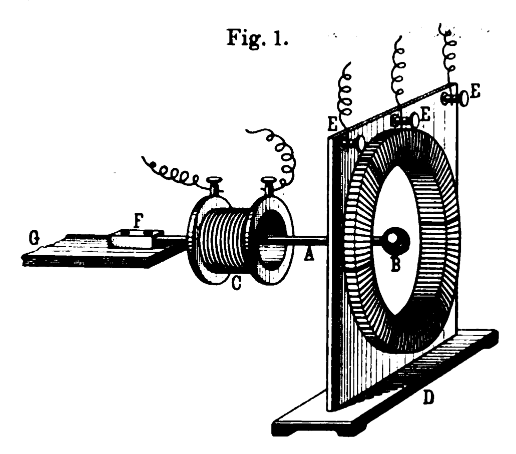
von G. Bode.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 4. Dezember 1908.)
(Vgl. diese Verh. 10, 933, 1908.)

Auf Anregung des Herrn Geheimrat RUBENS habe ich nachfolgende Anordnung zur Demonstration des Drehfeldes ausgearbeitet.

Ein runder, etwa 35 cm langer und 0,5 cm starker Eisenstab *A* (Fig. 1) ist an seinem einen Ende eingespannt, das freie

Fig. 1.



Ende trägt eine blank polierte Messingkugel *B*. Dieser Eisenstab kann mittels einer Hilfsspule *C* durch Gleichstrom magnetisiert werden. Das freie Ende des horizontal gerichteten Stabes befindet sich in einem Drehstromfeld, das von einem vertikal stehenden Drehstromring *D* hervorgerufen wird, dessen drei Klemmen (*EEE*) mit einer Drehstrommaschine verbunden sind.

Bringt man nun die Periodenzahl der Wechselströme in Resonanz mit der Eigenschwingung des Eisenstabes und magnetisiert mit der Hilfsspule, so gerät der Magnetstab in lebhafte

Schwingungen und folgt den Richtungen des magnetischen Feldes. Schaltet man nur eine Phase des Drehstromes ein, so schwingt der Stab (weithin sichtbar infolge seiner blanken Kugel) in Richtung der einen Komponente des Drehfeldes. Wählt man je eine andere Phase, so erhält man die um 120° verschobenen Komponenten. Beim Einschalten aller drei Phasen folgt der Stab dem Drehfeld und beschreibt einen Kreis. Vertauscht man zwei Wechselströme miteinander, dann ändert sich der Drehungssinn des Feldes, das freie Ende des Stabes beschreibt eine *S*-Linie und läuft im umgekehrten Sinn.

Mit einem permanenten Magnetstab kann man diese Versuche nicht anstellen, da der Magnet sofort durch die wechselnden Felder entmagnetisiert wird.

Die Resonanz stellt man angenähert durch Dimensionierung des Stabes und Anlegen einer geeigneten Spannung an das Drehstromaggregat (im beschriebenen Falle ein $1^1/_2$ pferdiger Einankerumformer) her. Die feinere Abstimmung der Periodenzahl der Maschine auf die Eigenschwingungen des Eisenstabes geschieht durch Regulierung der Tourenzahl der Maschine, indem man den Strom im Feldmagneten verändert. Hierbei muß man noch auf folgendes achten. Entnimmt man der Drehstrommaschine alle drei Wechselströme (bei der Demonstration des Drehfeldes), so muß mehr Arbeit geleistet werden, als vorher bei der Demonstration der Komponenten, die Maschine läuft daher langsamer, die Resonanz ist gestört, und der Stab hört auf zu schwingen. Man muß deshalb in demselben Moment, in dem alle drei Phasen eingeschaltet werden, auch Widerstand in den Magnetkreis der Maschine zuschalten, damit diese nicht aus dem Takt fällt.

Man verfährt also folgendermaßen: Nachdem Stab und Maschinenspannung so gewählt sind, daß die Drehstrommaschine so langsam läuft, daß bei Einschaltung sämtlicher drei Phasen die Periodenzahl der Wechselströme geringer ist, als die Eigenschwingung des Stabes, legt man vor das Magnetfeld des Umformers zwei Ruhstratwiderstände *1* und *2* (Fig. 2) von einigen 100 Ohm, von denen der eine (*2*) durch einen parallel geschalteten Schlüssel *3* leicht kurzgeschlossen werden kann. Man schickt nun eine Phase in den Drehstromring, schließt den einen Widerstand *2* kurz und reguliert mit dem anderen Widerstand *1* die

Tourenzahl der Maschine so, daß der Stab in Resonanz gerät. Dann schaltet man die drei Phasen ein und gleichzeitig auch den kurzgeschlossenen Widerstand *2*. Mit diesem reguliert man nun weiter, bis auch hier Resonanz vorhanden ist. Will man nun wieder nur mit einer Phase operieren, so muß man gleichzeitig mit dem Ausschalten der nicht gewünschten Phasen den Widerstand *2* kurzschließen.

Fig. 2.

Magnetfeld

1 2 3

Einige Schwierigkeiten bereitet das richtige Einspannen des Stabes. Man erhält nur dann eine wirkliche Kreisbewegung, wenn die Schwingungsmöglichkeit nach keiner Seite bevorzugt ist. Beim Einspannen in einen Schraubstock erhält man stets Ellipsen. Um dies zu verhindern, wurde der Eisenstab *A* (Fig. 1) mitten in einen viereckigen Messingklotz *F* eingelötet, dieser Klotz auf einer schweren Eisenplatte *G* aufgeschraubt und diese erst mit Schraubzwingen am Experimentiertisch befestigt.

Die äußere Wirkung des Versuches wird noch erhöht, wenn man die Kugel von vorn mit konzentriertem Bogenlicht beleuchtet. Die Figuren werden dann von einem hell leuchtenden Punkte beschrieben und sind auch auf große Entfernungen leicht sichtbar.

Berlin, Physik. Institut der Universität.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. | **15. Februar 1909.** | **Nr. 3.**

Sitzung vom 22. Januar 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Vorsitzende teilt mit, daß

Professor Dr. Adolf Sprung,

welcher der Gesellschaft seit 1884 als Mitglied angehörte, am 16. Januar verstorben ist. Die Anwesenden erheben sich zu Ehren des Entschlafenen von ihren Sitzen.

Sodann legt der Vorsitzende eine Mitteilung von Hrn. **Ernst Müller:**

Lichtelektrische Untersuchungen an Alkalimetallen,

zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft vor. Die Mitteilung war am 4. Januar 1909 eingereicht und am 14. Januar 1909 zur Veröffentlichung bestimmt.



Ferner spricht Hr. **Hans Schmidt** über

Prüfung der Strahlungsgesetze in der Bunsenflamme.

Weiter berichtet Hr. **Otto Hahn** über

eine neue Methode zur Herstellung radioaktiver Zerfallsprodukte; Thorium D, ein kurzlebiges Produkt des Thoriums,

nach gemeinsam mit Frl. LISE MEITNER angestellten Versuchen.

Endlich trägt Hr. **F. F. Martens** über

eine optische Untersuchung schneller und Fouriersche Analyse periodischer Druckschwankungen

vor.

Eine neue Methode zur Herstellung radioaktiver Zerfallsprodukte; Thorium D, ein kurzlebiges Produkt des Thoriums;

von Otto Hahn und Lise Meitner.

(Vorläufige Mitteilung.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. Januar 1909.)
(Vgl. oben S. 54.)

Vor kurzem hat der eine von uns [1]) über eine neue Erscheinung bei der Aktivierung durch Aktinium berichtet. Wurden Metallfolien längere Zeit einem emanierenden Aktiniumpräparat ausgesetzt, so erhielt man außer dem aktiven Niederschlag des Aktiniums noch eine geringe, langsam zerfallende Restaktivität, die im weiteren Verlauf der Versuche als Aktinium X erkannt wurde. Bei der Diskussion der möglichen Ursachen dieser Erscheinung wurde die folgende als wahrscheinlichste angenommen:

Bei dem explosiven Zerfall des Radioaktiniums, der unter Aussendung von α- und β-Strahlen erfolgt, erhält das aus dem Radioaktinium entstehende Aktinium-X-Atom einen Rückstoß, der unter gewissen Bedingungen hinreicht, das Aktinium-X-Atom aus dem Molekülverband zu lösen und an die Elektrode zu bringen. Als wesentlich wurde hierbei der Umstand erkannt, daß die gegenüberliegende Elektrode negativ geladen war, was in der positiven Ladung des Restatoms eine befriedigende Erklärung findet.

Nachträglich wurde dem einen von uns mitgeteilt, daß Miss Brooks schon vor mehreren Jahren bei der Aktivierung mit Radium auf Erscheinungen stieß, die von Rutherford in ähnlicher Weise gedeutet worden waren wie die oben zitierten Versuche [2]).

---

[1]) O. Hahn, Phys. ZS. 10, 81—88, 1909.

[2]) Bei seinem Aufenthalt in Berlin teilte mir Herr Prof. Rutherford mit, daß auch ihm bei einer früheren Gelegenheit, deren nähere Umstände ihm aber nicht erinnerlich wären, ähnliche Erscheinungen aufgefallen seien. Nach seiner Rückkehr nach England schrieb er mir dann, daß sich die diesbezüglichen Beobachtungen in seinem Lehrbuch über Radioaktivität, deutsche Ausgabe, S. 404 vorfinden. Hahn.

Miss Brooks fand RaB an den Wänden eines Zylinders, auf dessen Boden sich der aktive Niederschlag des Radiums befand. Einen Einfluß des elektrischen Feldes vermochte Miss Brooks nicht nachzuweisen. Da die Versuche nur dann gelangen, wenn frisch bereiteter aktiver Niederschlag verwendet wurde, das heißt RaA vorhanden war, so erklärte Rutherford das Auftreten von RaB an den Gefäßwänden dahin, daß bei dem mit Aussendung von α-Teilchen verbundenen Zerfall des RaA „das Restatom, das den elementaren Bestandteil von RaB bildet, so stark beschleunigt wird, daß es in die umgebende Gasmasse austritt und von hier durch Diffusion an die Gefäßwände gelangt“.

Radium B.

Da sich bei den Versuchen mit Aktinium X ein sehr bedeutender Einfluß des elektrischen Feldes geltend gemacht hatte, so wiederholten wir die Versuche der Miss Brooks, indem wir den aktiven Niederschlag Ra (A + B + C) von 2 mg Radium auf den Boden eines zylindrischen Gefäßes brachten und nun versuchten, an einer gegenüberliegenden scheibenförmigen Elektrode RaB nachzuweisen. An die Elektrode war entweder ein Potential von — 220 Volt, + 220 Volt oder Null angelegt.

Die erhaltenen Resultate zeigt nachstehende Zusammenstellung, wobei die bei negativem Feld gefundene Aktivität gleich 100 gesetzt ist. Dieser Wert entspricht mehreren Prozenten der Gesamtaktivität des aktiven Niederschlages.

Angelegtes Feld	— 220 Volt	0	+ 220 Volt
Gefundene Aktivität	100	2,06	0,27

Die bei positivem Feld gefundene Aktivität beträgt sonach in diesem Falle nur 3 Promille der bei negativem Feld erhaltenen.

Die Messungen wurden in einem α-Elektroskop ausgeführt. Die Aktivität nahm anfangs stark zu und fiel schließlich mit der Periode von etwa 26 Minuten ab, ein Beweis, daß tatsächlich RaB vorlag.

Diese Resultate veranlaßten uns, unsere Versuche auch auf Aktinium und Thorium auszudehnen.

Aktinium C.

Beim Aktinium mußten die Versuche insofern leicht gelingen, als wir vor kurzem nachgewiesen haben[1]), daß Aktinium B α-Strahlen aussendet und mit einer Periode von 2,15 Minuten — also äußerst rasch — in das β-strahlende Aktinium C zerfällt. Wir erwarteten daher, auf die oben angegebene Weise reines Aktinium C zu erhalten. Diese Erwartung hat sich auch als richtig erwiesen. Wir konnten bei dieser Gelegenheit die von uns zu 5,1 Minute angegebene Zerfallsperiode kontrollieren und vollauf bestätigen. Die Abklingung wurde bis unter 1 Proz. der Anfangsaktivität verfolgt und ein rein exponentieller Verlauf gefunden.

Die Abhängigkeit vom angelegten Feld ist aus folgendem ersichtlich. Wieder ist die Aktivität bei negativem Feld gleich 100 gesetzt.

Angelegtes Feld	— 220 Volt	0	+ 220 Volt
Gefundene Aktivität	100	1,32	nicht meßbar gering

Da das Aktinium C nur β-Strahlen aussendet, wurde es in einem geschlossenen β-Strahlen-Elektroskop untersucht. Die erhaltene Aktivität betrug, wenn das negative Feld 10 Minuten lang angelegt war, bis zu 20 Proz. der Gesamtaktivität.

Will man sich nun einen Überblick über die Menge, die im günstigsten Falle zu erwarten ist, verschaffen, so kann man von folgender Überlegung ausgehen:

Die Ansammlung an der negativen Elektrode erfolgt nach demselben Gesetz wie die Nachbildung des Aktinium C in einem ursprünglich Aktinium C-freien Aktinium A + B, also nach der Formel

$$100\left(1 - e^{-\lambda_c t}\right),$$

wobei für λ_c der der Zerfallsperiode von 5,1 Minute entsprechende Wert zu setzen ist.

Berechnet man nun hiernach die nach 10 Minuten gebildete Menge, so erhält man den Wert von rund 74 Proz. Von dieser Menge kann höchstens die Hälfte in der angegebenen Weise gesammelt werden, entsprechend den α-Teilchen, die nach der von der Elektrode abgewandten Seite fliegen. In dem betrachteten

[1]) O. Hahn und L. Meitner, Phys. ZS. 9, 649—655, 1908.

Falle können wir also **höchstens** 37 Proz. der Gesamtaktivität erhalten. Da 20 Proz. gefunden wurden, sieht man, daß die Ausbeute sehr befriedigend ist.

Die angegebene Methode ist sonach zur Abtrennung von reinem Aktinium C äußerst wirksam und mit größter Leichtigkeit anzuwenden.

Die chemische Abtrennung derartiger Körper bringt immer den Übelstand mit sich, daß auch bei schnellstem Arbeiten zwischen der Abtrennung und der ersten Messung ein so langer Zeitraum erforderlich ist, daß inzwischen ein großer Teil des betreffenden Produktes zerfällt. Bei der oben beschriebenen Methode kann dagegen das Präparat wenige Sekunden nach Entfernung von der Elektrode gemessen werden.

Thorium D, ein neues kurzlebiges Zerfallsprodukt des Thoriums.

Mit besonderem Interesse gingen wir an die Untersuchung des aktiven Niederschlages vom Thorium. Hier hatte die Aufnahme der Ionisationskurven die Anwesenheit zweier α-Strahlengruppen ergeben[1]). Da Thorium A keine α-Strahlen emittiert, war man gezwungen, Thorium B als komplex anzusehen. Eine Trennung in zwei Bestandteile Th B und Th C ist allerdings nicht gelungen, was aber auch kaum zu erwarten war im Hinblick auf die äußerst große Durchdringungsfähigkeit der α-Strahlen des Th C. Aus dieser muß man nämlich auf eine außerordentlich geringe Lebensdauer — von der Größenordnung höchstens einer Sekunde — schließen.

Da Th B unter Aussendung von α-Strahlen in Th C zerfällt, so konnten wir erwarten, durch „Rückstoßwirkung" in der oben angegebenen Weise Th C an der negativen Elektrode zu bekommen und bei genügend raschem Arbeiten möglicherweise noch nachzuweisen.

Der aktive Niederschlag wurde aus 0,5 g Radiothorium von der Aktivität 1000 (Th als Einheit gerechnet) hergestellt. Die Messung wurde in einem α-Strahlenelektroskop ausgeführt. Obwohl wenige Sekunden nach Entfernung der Elektrode vom aktiven

---

[1]) O. Hahn, Phys. ZS. 7, 412—419. 1906.

Niederschlag mit den Messungen begonnen wurde, haben wir keinerlei Anzeichen für ein schnell zerfallendes α-Strahlenprodukt erhalten. Wohl ergab sich eine deutlich meßbare Wirkung, deren zeitliche Abklingung aber viel langsamer erfolgte, als für Th C erwartet werden mußte. Wir wiederholten daher die Versuche in einem β-Strahlenelektroskop und erhielten dabei derartig beträchtliche Wirkungen, daß hieraus mit Sicherheit folgte, daß die Aktivität nur von β-Strahlen herrührte. Kontrollmessungen, die gleichzeitig in einem β- und α-Elektroskop vorgenommen wurden, bestätigten diese Befunde und zeigten insbesondere, daß auch nicht beim Zerfall der β-strahlenden Substanz eine α-Aktivität auftritt.

Bei Wiederholung der Versuche mit demselben Präparat des aktiven Niederschlages zu verschiedenen Zeiten wurde die Wirkung bei gleich langer Exposition mit dem Gang geringer, der dem Zerfall des Th A entspricht.

Die aufgenommenen Zerfallskurven ergeben in guter Übereinstimmung den Wert von 3,1 Minute als Zerfallsperiode. Die angeführten Tatsachen beweisen: 1. daß in dem gefundenen β-Strahlenprodukt ein neues radioaktives Element vorliegt, 2. daß es in genetischer Beziehung zum Th A steht, und 3. daß es nach Th B + C kommen muß, da sonst ein der Nachbildung von Th B + C entsprechender α-Anstieg hätte beobachtet werden müssen.

Die neue Substanz muß daher als Thorium D bezeichnet werden.

Wir haben vor einiger Zeit die Absorptionskurven der β-Strahlen des aktiven Niederschlages von Thorium aufgenommen und gezeigt, daß zwei Gruppen von β-Strahlen ausgesendet werden, eine weiche und eine sehr durchdringende [1]). Die weiche Strahlung wurde dem Th A, die durchdringende dem Th B + C zugeschrieben. Nach unseren jetzigen Befunden müssen wir die Annahme machen, daß diese durchdringenden β-Strahlen von dem neuen Produkt Th D herrühren. Die vorläufig aufgenommenen Absorptionskurven sind mit den früher erhaltenen identisch.

Ein Körper von einigen Minuten Lebensdauer muß sich natürlich auch auf chemischem Wege abtrennen lassen. Vor-

[1]) O. Hahn und L. Meitner, Phys. ZS. 9, 321—333, 1908.

läufige Versuche mit H_2S- und Tierkohlefällungen ergaben auch tatsächlich eine qualitative Bestätigung der obigen Resultate. Auch hier macht sich wieder der große Vorzug der physikalischen Abtrennungsmethode gegenüber der chemischen geltend, und zwar sowohl in bezug auf die Reinheit als auch auf die Quantität der erhaltenen Präparate.

Radium C.

Alle bisher erhaltenen Zerfallsprodukte verdanken ihr Auftreten an der negativen Elektrode dem Rückstoß, den die α-Strahlen des Mutterelements auf das Restatom ausüben. Es lag nun die Frage nahe, ob auch β-Strahlen imstande sind, durch Rückstoß das Restatom aus dem Molekülverband zu lösen. In diesem Falle mußte es auch gelingen, die direkten Zerfallsprodukte solcher Substanzen, die nur β-Strahlen aussenden, an einer negativen Elektrode zu sammeln.

Als besonders geeignet erweist sich hierzu Ra B, da es sich einerseits schnell, nämlich mit einer Periode von 26 Minuten, in Ra C verwandelt, andererseits leicht aus einer Radiumlösung in starker Konzentration erhalten werden kann.

Um die Wirkung des Ra A auszuschalten, genügt es, den aktiven Niederschlag etwa eine Stunde nach Entfernung von der Emanation zur Untersuchung zu bringen. Nach dieser Zeit ist alles Ra A zerfallen.

Findet man daher unter diesen Bedingungen noch eine „Rückstoßaktivität", so kann diese nur, da Ra B keine α-Strahlen aussendet, durch die Wirkung der β-Strahlen hervorgerufen sein.

Die in dieser Richtung angestellten Versuche ergaben nun tatsächlich eine Aktivität an der negativen Elektrode, deren Intensität allerdings im Vergleich mit den oben beschriebenen Wirkungen äußerst gering war. Sie betrug etwa 1 Promille der mit α-Strahlen erhaltenen Aktivität. Die Abnahme erfolgte, soweit sich dies bei den schwachen Aktivitäten verfolgen ließ, mit der Periode von Ra C. Genauere Versuche sollen noch ausgeführt werden.

Auffallend hierbei ist, daß während der ersten Minuten immer ein schnellerer Abfall beobachtet wurde, den wir nicht auf äußere Störungen zurückzuführen vermochten und der vielleicht seine

Erklärung in einer komplexen Natur des RaC findet. Für die Richtigkeit dieser Deutung sprechen auch noch andere Umstände.

Wir haben nämlich bei bis jetzt noch nicht veröffentlichten Versuchen in Übereinstimmung mit anderen Forschern gefunden, daß RaC, auch wenn es von den übrigen Zerfallsprodukten des Radiums getrennt ist, keine einheitliche β-Strahlung ausgibt, sondern zwei Gruppen von β-Strahlen emittiert. Da wir an anderer Stelle die Wahrscheinlichkeit dargelegt haben, daß einheitliche Radioelemente auch einheitliche β-Strahlen ausgeben, so müssen wir aus der komplexen Natur der β-Strahlen des RaC ebenfalls auf zwei verschiedene Produkte im RaC schließen. Auch die Durchdringungsfähigkeit der α-Strahlen des RaC mit ihrem Ionisationsbereich von 7,1 cm spricht für das Vorhandensein eines schneller zerfallenden Produktes als RaC mit seiner Periode von 19 Minuten, ein Umstand, auf den schon E. RUTHERFORD hingewiesen hat.

Nach unseren Beobachtungen wäre also dem RaC nur eine β-Strahlung zuzuschreiben, während ein weiteres Produkt, dessen Zerfallsperiode vermutlich nur einige Sekunden beträgt, als Ursache der durchdringenden α-, β- und γ-Strahlung anzusehen wäre. Wir hoffen, mit etwas größeren Radiummengen diesen Punkt weiter aufklären zu können.

Man kann natürlich auch andere Substanzen, ähnlich wie dies für Aktinium X aus Radioaktinium geschah, durch die Rückstoßwirkung herstellen, doch werden die erhaltenen Wirkungen im allgemeinen bei schwachen Substanzen, die außerdem nicht in unendlich dünner Schicht vorliegen, gering sein.

Es wurden noch einige orientierende Versuche unternommen, inwieweit die Stärke des angelegten negativen Feldes auf die Intensität der durch Rückstoß der α-Strahlen gewonnenen Aktivität Einfluß hat. Die Feldstärke wurde zwischen 0 und 2300 Volt variiert. Es ergab sich das auffallende Resultat, daß schon bei 50 Volt ungefähr das Maximum der Wirkung erreicht wurde.

Ausgehend von der Tatsache, daß die erhaltene Aktivität bei negativem Feld etwa 100 mal so stark ist als bei positivem, gelangt man zu folgender Erklärungsmöglichkeit:

Die positiv geladenen Restatome verlassen mit einer Geschwindigkeit von etwa $5 . 10^7$ cm den Molekülverband. Durch



den Zusammenstoß mit den Luftmolekülen wird diese Geschwindigkeit sehr rasch vernichtet und die Restatome folgen nun, ähnlich den Ionen, den Kraftlinien des elektrischen Feldes. Dieser Umstand ist dann auch geeignet, das Auftreten eines Sättigungspotentials zu erklären, dessen Höhe natürlich von der Entfernung der Elektroden sehr wesentlich beeinflußt werden wird.

Eine Bestätigung der vorstehenden Erklärungsweise bilden vielleicht die Versuche von SIDNEY RUSS [1]). RUSS untersucht die Abhängigkeit der Stärke des an einer Elektrode gesammelten aktiven Niederschlages vom Vorzeichen des elektrischen Feldes bei verschiedenen Drucken und zeigt, daß im Vakuum der Einfluß des negativen Feldes ein viel geringerer ist als bei höheren Drucken, was dafür spricht, daß bei den niedrigen Drucken die Geschwindigkeit der aus der Emanation entstehenden Zerfallsprodukte gegenüber der Feldbeschleunigung überwiegt.

Wir hoffen, unsere Versuche nach zwei Richtungen hin auszudehnen: 1. andere Produkte als die angeführten zur Untersuchung zu bringen, 2. durch Variieren der Versuchsbedingungen eine genauere Erklärung der beobachteten Vorgänge zu ermöglichen.

---

[1]) S. Russ, Phil. Mag. (6) 15, 601—614 und 737—745, 1908.

Chemisches Institut der Universität Berlin.

Optische Untersuchung schneller und Fouriersche Analyse periodischer Druckschwankungen;

von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. Januar 1909.)
(Vgl. oben S. 54.)

I. Messung von Membrandurchbiegungen.

FRÖHLICH, HARTMANN-KEMPF bzw. der Verf. haben früher die Schwingungen einer Telephonmembran bzw. einer durch Schallwellen erregten Membran durch einen am Rande der Membran befestigten, der Membran parallelen Spiegel sichtbar gemacht (Fig. 1).

Die Methode hat folgenden Übelstand: Bei größeren Durchbiegungen der Membran dreht sich der Spiegel nicht nur, wie

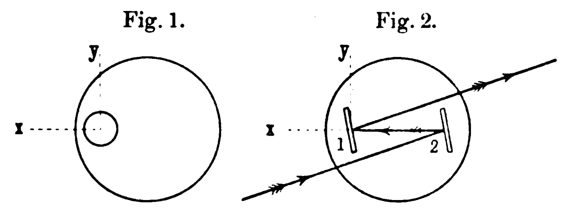


Fig. 1. Fig. 2.

erwünscht, um die y-Achse, sondern auch etwas um die x-Achse; der reflektierte Lichtpunkt bewegt sich dann nicht in einer Geraden, sondern beschreibt eine komplizierte Kurve.

Dieser Übelstand wird vermieden, wenn man den Spiegel (Fig. 2) senkrecht zur Membran stellt. Drehungen um die x-Achse werden nun vom Spiegel nicht angezeigt. (Drehungen um die z-Achse kann die am Rande eingeklemmte Membran überhaupt nicht ausführen.)

Es liegt nun nahe, einen zweiten Spiegel 2 anzubringen, welcher die Elongationen des von beiden Spiegeln reflektierten Lichtpunktes verdoppelt.

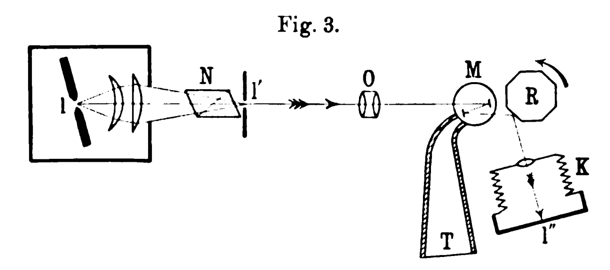
II. Aufnahme von Schalldruckkurven.

Die Versuchsanordnung zur Aufnahme von Schallkurven ist in Fig. 3 dargestellt. Der Lichtbogen l wird auf einem Diaphragma

l' abgebildet. Die von l' ausgehenden Strahlen werden durch ein Objektiv O parallel gemacht, an den beiden Spiegeln der Membran M reflektiert und schließlich vom rotierenden Spiegel R in die ZEISS-PALMOS-Kamera K geworfen; auf der photographischen Platte entsteht ein scharfes Bild l'' von l'. Da die Reflexion an R unter dem Polarisationswinkel des Glases erfolgt, lassen sich die Reflexionen an der Gas-Luftfläche durch ein Nicol N beseitigen. Die Membran ist eine käufliche Phonographenmembran aus Glimmer und wird durch den Schalltrichter T hindurch erregt.

Die Grundschwingung der Membran wurde mit der Galtonpfeife zu etwa 4000 pro Sekunde bestimmt. Die Dämpfung (wohl

Fig. 3.



auf Luftreibung und auf der außerordentlich starken Ausstrahlung beruhend) war so groß, daß durch einen Schlag bewirkte Ausschläge nach wenigen Perioden verschwanden. Das System Membran M + Tubus T wird außer der Grundschwingung der Membran auch die Eigenschwingungen des Tubus T bevorzugen. Der Versuch, eine Kurve aufzunehmen, welche die Ausschläge e als Funktion der Schwingungszahl n der einfallenden Welle darstellt, scheitert an der Schwierigkeit, Schallwellen von gleicher Intensität bei sehr verschiedenen n herzustellen bzw. die Intensität zu messen.

Hr. O. LEPPIN und der Verf. haben eine Reihe von Schallwellen mit obiger Versuchsanordnung aufgenommen und im Verein mit Hrn. JORDAN nach FOURIER zerlegt; die Resultate sollen demnächst veröffentlicht werden. Obwohl die besprochene e/n-Kurve fehlt, und deshalb die einzelnen Glieder der FOURIERschen Reihe nicht von dem Einfluß der speziellen Eigenschaften des verwendeten Systems MT befreit werden können, dürften die Resultate praktisch richtig sein.

III. Analyse nach Fourier bei 36 Teilpunkten.

Die Fouriersche Reihe kann man unter Beschränkung auf 9 Glieder in den Formen 1), 2) oder 3) schreiben:

$$\left.\begin{array}{l} i_t = J_0 \sin\gamma_0 + J_1 \sin(wt+\gamma_1) + J_2 \sin(2\,wt+\gamma_2)\dots \\ \qquad + J_9 \sin(9\,wt+\gamma_9) \end{array}\right\} \quad 1)$$

$$\left.\begin{array}{l} i_t = \qquad \mathfrak{A}_1 \sin wt + \mathfrak{A}_2 \sin 2\,wt \cdots + \mathfrak{A}_9 \sin 9\,wt \\ \quad + \mathfrak{B}_0 + \mathfrak{B}_1 \cos wt + \mathfrak{B}_2 \cos 2\,wt \cdots + \mathfrak{B}_9 \cos 9\,wt \end{array}\right\} \quad 2)$$

$$\mathfrak{J}_t = J_1 \sin wt + J_2 \sin(2\,wt+\gamma_2') + \cdots + J_9 \sin(9\,wt+\gamma_9') \quad 3)$$

Multipliziert man die linke und rechte Seite von 2) mit $d(wt)$ und integriert von $wt=0$ bis $wt=2\pi$, so verschwinden alle Integrale bis auf folgende:

$$\int_0^{2\pi} i_t\, d(wt) = \mathfrak{B}_0 \int_0^{2\pi} d(wt) = \mathfrak{B}_0 \,.\, 2\,\pi.$$

Den Wert des linken Integrals findet man in genügender Annäherung, wenn man $d(wt) = 2\pi/36$ wählt[1]). Sind $i_0, i_1, i_2, i_3, \dots, i_{35}$ die gemessenen 36 Ordinaten der Schalldruckkurve, so ist

$$\frac{2\pi}{36}(i_0 + i_1 + i_2 \cdots + i_{35}) = \mathfrak{B}_0 \,.\, 2\pi$$

oder

$$36\,\mathfrak{B}_0 = i_0 + i_1 + i_2 + i_3 \cdots + i_{35} \quad 4)$$

Multipliziert man die linke und rechte Seite von 2) mit $\sin wt \,.\, d(wt)$ und integriert von 0 bis 2π, so verschwinden alle Integrale bis auf folgende:

$$\int_0^{2\pi} i_t \sin wt\, d(wt) = \mathfrak{A}_1 \int_0^{2\pi} \sin^2 wt\, d(wt)$$

$$= {}^1/_2\, \mathfrak{A}_1 \left[-\sin wt \cos wt + wt\right]_0^{2\pi} = \pi\,\mathfrak{A}_1.$$

Der angenäherte Wert des linken Integrals ist:

$$\frac{2\pi}{36}(i_0 \sin 0 + i_1 \sin 2\pi/36 \cdots + i_{35} \sin 35 \,.\, 2\pi/36).$$

Daraus folgt:

$$\left.\begin{array}{l} 18\,\mathfrak{A}_1 = (i_1 + i_{17} - i_{19} - i_{35}) \sin 10^0 + (i_2 + i_{16} - i_{20} - i_{34}) \\ \quad \sin 20^0 \cdots = \alpha_1 \sin 10^0 + \alpha_2 \sin 20^0 \cdots + \alpha_9 \sin 90^0 \end{array}\right\} \quad 5)$$

---

[1]) Dann versagt die Methode der angenäherten Berechnung der Koeffizienten erst beim 18. Gliede der Fourierschen Reihe; d. h. $\mathfrak{A}_{17}$ und $\mathfrak{B}_{17}$ werden noch richtig gefunden; dies läßt sich leicht zeigen, wenn man nur $\mathfrak{A}_{17}$ und $\mathfrak{B}_{17}$ von Null verschieden annimmt.

Schema.

I	0	1	2	3	4	5	6	7	8	—
II	—	17	16	15	14	13	12	11	10	9
III	18	19	20	21	22	23	24	25	26	—
IV	—	35	34	33	32	31	30	29	28	27
$S = \mathrm{I} + \mathrm{II}$	$S_0 = 0$	$S_1 = 1 + 17$	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	S_7	S_8	$S_9 = 9$
$s = \mathrm{III} + \mathrm{IV}$	$s_0 = 18$	$s_1 = 19 + 35$	s_2	s_3	s_4	s_5	s_6	s_7	s_8	$s_9 = 27$
$\alpha = S - s$	—	$\underline{\alpha_1} = S_1 - s_1$	$\underline{\alpha_2}$	$\underline{\alpha_3}$	$\underline{\alpha_4}$	$\underline{\alpha_5}$	$\underline{\alpha_6}$	$\underline{\alpha_7}$	$\underline{\alpha_8}$	$\underline{\alpha_9}$
$\gamma = S + s$	$\gamma_0 = S_0 + s_0$	$\gamma_1 = S_1 + s_1$	γ_2	γ_3	γ_4	γ_5	γ_6	γ_7	γ_8	γ_9
$D = \mathrm{I} - \mathrm{II}$	$D_0 = 0$	$D_1 = 1 - 17$	D_2	D_3	D_4	D_5	D_6	D_7	D_8	D_9
$d = \mathrm{III} - \mathrm{IV}$	$d_0 = 18$	$d_1 = 19 - 35$	d_2	d_3	d_4	d_5	d_6	d_7	d_8	d_9
$\beta = D - d$	$\underline{\beta_9} = D_0 - d_0$	$\underline{\beta_8} = D_1 - d_1$	$\underline{\beta_7}$	$\underline{\beta_6}$	$\underline{\beta_5}$	$\underline{\beta_4}$	$\underline{\beta_3}$	$\underline{\beta_2}$	$\underline{\beta_1}$	—
$\delta = D + d$	—	$\delta_8 = D_1 + d_1$	δ_7	δ_6	δ_5	δ_4	δ_3	δ_2	δ_1	—
γ	γ_0	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	δ	δ_8	δ_7	δ_6	δ_5
	γ_9	γ_8	γ_7	γ_6	γ_5		δ_1	δ_2	δ_3	δ_4
x	$\underline{x_0} = \gamma_0 + \gamma_9$	$\underline{x_1} = \gamma_1 + \gamma_8$	$\underline{x_2}$	$\underline{x_3}$	$\underline{x_4}$	y	$\underline{y_1} = \delta_8 + \delta_1$	$\underline{y_2}$	$\underline{y_3}$	$\underline{y_4}$
	$\underline{x_9} = \gamma_0 - \gamma_9$	$\underline{x_8} = \gamma_1 - \gamma_8$	$\underline{x_7}$	$\underline{x_6}$	$\underline{x_5}$		$\underline{y_8} = \delta_8 - \delta_1$	$\underline{y_7}$	$\underline{y_6}$	$\underline{y_5}$

Multipliziert man die beiden Seiten von 2) mit $\sin 3\,wt$ bzw. $\sin 5\,wt$ bzw. $\sin 7\,wt$ und mit $d(wt)$ und integriert, so bekommt man Gleichungen für $18\,\mathfrak{A}_3$ bzw. $18\,\mathfrak{A}_5$ bzw. $18\,\mathfrak{A}_7$. In allen kommen die Größen α vor.

Man schreibt also die gemessenen 36 Ordinaten i_t zweckmäßig nach vorstehendem Schema; statt i_0, i_1, i_2 ist einfach 0, 1, 2, 3 gesetzt.

Zur Messung der Ordinaten wird die Schalldruckkurve in etwa 30facher Vergrößerung auf Millimeterpapier projiziert und nachgezeichnet. Darauf werden zwei bis drei aufeinander folgende Wellen in je 36 gleiche Intervalle geteilt; aus den Ordinaten gleicher Phase wird das Mittel gebildet.

Außer den Werten $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_9$ sind die Werte $\beta_1, \beta_2, \ldots, \beta_9$ gebildet; diese dienen zur Berechnung der Koeffizienten $\mathfrak{B}$.

Die Werte γ bzw. δ dienen zur Berechnung der Koeffizienten $\mathfrak{A}$ bzw. $\mathfrak{B}$ mit geraden Ordnungszahlen; da stets die Summen und Differenzen $\gamma_0 + \gamma_9$ und $\gamma_0 - \gamma_9$ usw. vorkommen, so sind im Schema gleich diese Größen x_0 und x_9 usw. gebildet; aus demselben Grunde sind die δ-Werte zu den Größen y zusammengefaßt.

Schreibt man statt der sin einfach die Winkel, so erhält man [1]) die auf S. 68 zusammengestellten Formeln.

Schreibt man in 10) β statt α, so erhält man:

	$+18\,\mathfrak{B}_9$	$-18\,\mathfrak{B}_3$	$+18\,\mathfrak{B}_5$	$-18\,\mathfrak{B}_7$	$+18\,\mathfrak{B}_1$
statt	$18\,\mathfrak{A}_9$	$18\,\mathfrak{A}_3$	$18\,\mathfrak{A}_5$	$18\,\mathfrak{A}_7$	$18\,\mathfrak{A}_1$

Zur Erläuterung diene folgendes Beispiel. Vokal a, Platte 2.

Durch Vergleich von 1) und 2) folgt $\operatorname{tg} \gamma_k = \mathfrak{B}_k/\mathfrak{A}_k$. k ist die Ordnungszahl des Gliedes. Die Vorzeichen von $\mathfrak{B}_k$ und $\sin \gamma_k$ sind gleich, ebenso die Vorzeichen von $\mathfrak{A}_k$ und $\cos \gamma_k$; so findet man den Quadranten von γ_k. Die Schwingungszahl des Grundtones $n_1 = 316$ ergibt sich aus der bekannten Umlaufszahl des rotierenden Spiegels und der Wellenlänge auf der photographischen Platte.

---

[1]) Die Multiplikationen werden zweckmäßig mit dem Rechenschieber vorgenommen; ihre Anzahl ist reduziert durch Umformung der ursprünglichen Gleichungen nach der Formel:

$$a \sin 10^0 + b \sin 50^0 + c \sin 70^0 = (a - b) \sin 10^0 + (b + c) \sin 70^0$$
$$= -(a - b) \sin 50^0 + (a + c) \sin 70^0.$$

Statt 10, 50, 70 kann 20, 40, 80 gesetzt werden.

$$\left.\begin{aligned} 36\,\mathfrak{B}_0 &= x_0 + x_1 + x_2 + x_3 + x_4 \\ 18\,\mathfrak{B}_4 &= -(x_1 - x_2)\,10^0 + (x_1 - x_4)\,70^0 + (x_0 - {}^1/_2\,x_3) \\ 18\,\mathfrak{B}_8 &= +(x_1 - x_2)\,70^0 - (x_1 - x_4)\,50^0 + (x_0 - {}^1/_2\,x_3) \end{aligned}\right\} \quad 6)$$

$$\left.\begin{aligned} 18\,\mathfrak{B}_2 &= (x_0 + {}^1/_2\,x_6) + x_5\,10^0 + x_7\,50^0 + x_3\,70^0 \\ 18\,\mathfrak{B}_6 &= x_9 - x_6 + {}^1/_2\,(x_3 - x_7 - x_5) \end{aligned}\right\} \quad 7)$$

$$\left.\begin{aligned} 18\,\mathfrak{A}_2 &= y_1\,20^0 + y_2\,40^0 + y_3\,60^0 + y_4\,80^0 \\ 18\,\mathfrak{A}_6 &= (y_1 + y_2 - y_4)\,60^0 \end{aligned}\right\} \quad 8)$$

$$\left.\begin{aligned} 18\,\mathfrak{A}_4 &= (y_5 + y_7)\,80^0 - (y_5 - y_3)\,40^0 + y_6\,60^0 \\ 18\,\mathfrak{A}_8 &= (y_5 + y_7)\,20^0 - (y_5 - y_3)\,80^0 - y_6\,60^0 \end{aligned}\right\} \quad 9)$$

Statt der Winkel	10^0	20^0	30^0	40^0	50^0	60^0	70^0	80^0
sind zu setzen die sin . . .	0,174	0,342	$^1/_2$	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985

$$\left.\begin{aligned} 18\,\mathfrak{A}_3 &= (\alpha_2 + \alpha_4 - \alpha_8)\,60^0 + \alpha_3 - \alpha_9 + {}^1/_2\,(\alpha_1 + \alpha_5 - \alpha_7) \\ 18\,\mathfrak{A}_5 &= (\alpha_2 + \alpha_8)\,80^0 - (\alpha_5 + \alpha_7)\,70^0 + (\alpha_9 + {}^1/_2\,\alpha_3) - (\alpha_4 + \alpha_3)\,20^0 + (\alpha_1 + \alpha_7)\,50^0 - \alpha_6\,60^0 \\ 18\,\mathfrak{A}_7 &= (\alpha_2 + \alpha_3)\,40^0 - (\alpha_5 + \alpha_7)\,10^0 - [(\alpha_9 + {}^1/_2\,\alpha_3) + (\alpha_4 + \alpha_8)\,80^0] + \{(\alpha_1 + \alpha_7)\,70^0 + \alpha_6\,60^0\} \\ 18\,\mathfrak{A}_1 &= (\alpha_2 - \alpha_4)\,20^0 - (\alpha_1 - \alpha_5)\,50^0 + [(\alpha_9 + {}^1/_2\,\alpha_3) + (\alpha_4 + \alpha_3)\,80^0] + \{(\alpha_1 + \alpha_7)\,70^0 + \alpha_6\,60^0\} \end{aligned}\right\} \quad 10)$$

Gem. Ord. i	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
I . .	0	+ 13,65	+ 24,20	+ 28,65	+ 24,30	+ 14,30	+ 2,95	− 9,00	− 18,10	—
II . .	—	− 2,30	0	+ 4,90	+ 12,00	+ 13,56	+ 7,30	− 2,85	− 11,60	− 18,20
III . .	− 2,80	− 1,30	+ 1,70	+ 5,55	+ 7,65	+ 5,90	+ 3,30	+ 2,50	+ 3,60	—
IV . .	—	− 13,60	− 20,40	− 20,25	− 15,30	− 9,90	− 5,25	− 0,90	+ 2,65	+ 3,90
$S =$ I + II . .	0	+ 11,35	+ 24,20	+ 33,55	+ 36,30	+ 27,86	+ 10,25	− 11,85	− 29,70	− 18,20
$s =$ III + IV . .	− 2,80	− 14,90	− 18,70	− 14,70	− 7,65	− 4,00	− 1,95	+ 1,60	+ 6,25	+ 3,90
		α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9
$\alpha = S - s$ . . .	—	+ 26,25	+ 42,90	+ 48,25	+ 43,95	+ 31,86	+ 12,20	− 13,45	− 35,95	− 22,10
$\gamma = S + s$ . . .	− 2,80	− 3,55	+ 5,50	+ 18,85	+ 28,65	+ 23,86	+ 8,30	− 10,25	− 23,45	− 14,30
$D =$ I − II . .	0	+ 15,95	+ 24,20	+ 23,75	+ 12,30	+ 0,74	− 4,35	− 6,15	− 6,50	—
$d =$ III − IV . .	− 2,80	+ 12,30	+ 22,10	+ 25,80	+ 22,95	+ 15,80	+ 8,55	+ 3,40	+ 0,95	—
	β_9	β_8	β_7	β_6	β_5	β_4	β_3	β_2	β_1	
$\beta = D - d$ . . .	+ 2,80	+ 3,65	+ 2,10	− 2,05	− 10,65	− 15,06	− 12,90	− 9,55	− 7,45	—
$\delta = D + d$ . . .	—	+ 28,25	+ 46,30	+ 49,55	+ 35,25	+ 16,54	+ 4,20	− 2,75	− 5,55	—
γ	− 2,80	− 3,55	+ 5,50	+ 18,85	+ 28,65	δ	+ 28,25	+ 46,30	+ 49,55	+ 35,25
	− 14,30	− 23,45	− 10,25	+ 8,30	+ 23,86		− 5,55	− 2,75	+ 4,20	+ 16,54
	x_0	x_1	x_2	x_3	x_4		y_1	y_2	y_3	y_4
x	− 17,10	− 27,00	− 4,75	+ 27,15	+ 52,51	y	+ 22,70	+ 43,55	+ 53,75	+ 51,79
	x_9	x_8	x_7	x_6	x_5		y_8	y_7	x_6	y_5
	+ 11,50	+ 19,90	+ 15,75	+ 10,55	+ 4,79		+ 33,80	+ 49,05	+ 45,35	+ 18,71

* Ordnungszahl k	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\mathfrak{A}$	—	+ 2,02	+ 7,42	+ 11,80	+ 6,43	− 0,67	+ 0,70	+ 0,78	− 0,06	+ 0,07
$\mathfrak{B}$	+ 0,86	− 1,24	+ 2,69	+ 2,80	− 5,64	+ 0,01	+ 0,04	− 0,32	+ 0,52	− 0,25
γ	—	328° 30′	19° 50′	13° 20′	318° 50′	179° 10′	3° 20′	337° 40′	96° 40′	285°
n	—	316	632	948	1264	1580	1896	2212	2528	2844
J	—	2,37	7,90	12,10	8,56	0,67	0,70	0,84	0,52	0,25
γ'	—	0	83°	108°	85°	337°	192°	198°	349°	63°

Aus $\mathfrak{A}_k$ und $\mathfrak{B}_k$ findet man $J_k = \sqrt{\mathfrak{A}_k^2 + \mathfrak{B}_k^2} = \mathfrak{A}_k \sqrt{1 + tg^2 \gamma_k}$. Der Phasenwinkel γ_1 ist nicht für die Schallwelle charakteristisch, sondern von der Wahl der Anfangszeit abhängig. Wird die Anfangszeit so gewählt, daß $\gamma_1 = 0$ wird, so findet man:

$$\gamma_k' = k(\gamma_k/k + m.360^0 - \gamma_1) \qquad 11)$$

man hat $m = 0$ zu setzen, wenn $\gamma_k/k > \gamma_1$; sonst $m = 1$ zu wählen.

Die so gefundenen Größen J_k und γ_k' sind die Konstanten der obigen Gleichung 3).

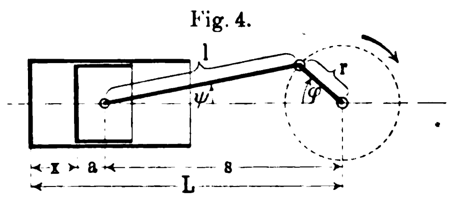
Die Größen J_k sind den Maximalamplituden des Druckes in der $k$ten Welle proportional. Die Energie der $k$ten Welle ist also proportional J_k^2.

Sehr viel einfacher gestaltet sich die Analyse von symmetrischem Wechselstrom, weil hier $S = -s$, $D = -d$ [1]). Man findet nach den Formeln 10) die Koeffizienten $9\mathfrak{A}_3$, $9\mathfrak{A}_5$, $9\mathfrak{A}_7$, $9 A_1$, indem man S statt α setzt; die Koeffizienten $-9\mathfrak{B}_3$, $+9\mathfrak{B}_5$, $-9\mathfrak{B}_7$, $+9\mathfrak{B}_1$, indem man D statt α setzt.

IV. Indizierung schnell laufender Maschinen.

Die üblichen Kolbenindikatoren für langsam laufende Dampfmaschinen dürften versagen, wenn es sich um die Indizierung

Fig. 4.



von Explosionsmotoren hoher Umdrehungszahl handelt; wird letztere doch bis über 1800 pro Minute, 30 pro Sekunde gesteigert.

Mißt man den Überdruck p im Zylinder gegen die äußere Atmosphäre nach der in Fig. 4 skizzierten Versuchsanordnung, so ist die Arbeit bei einer Umdrehung leicht zu ermitteln.

Ist r die Kurbellänge, l die Länge der Pleuelstange (Fig. 4), so ist $s = l \cos\psi + r \cos\varphi$; ferner $\sin\psi = (\sin\varphi . r)/l$. Da ψ immer

[1]) Vgl. E. Orlich, Aufnahme und Analyse von Wechselstromkurven. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1906.

ein kleiner Winkel, so ist in erster Annäherung $s = l - l\psi^2/2 + r\cos\varphi$ oder

$$s = l - \frac{r^2 \sin^2\varphi}{2l} + r\cos\varphi.$$

Es ist ferner nach Fig. 4: $x = L - a - s$

$$x = L - a - l - r\cos\varphi + \frac{r^2\sin^2\varphi}{2l}. \tag{12}$$

Also ist die Kolbengeschwindigkeit:

$$\frac{dx}{dt} = \left(1 + \frac{r}{l}\cos\varphi\right) r\sin\varphi \frac{d\varphi}{dt}. \tag{13}$$

Bei einem Viertaktmotor ist die Arbeit bei zwei Umdrehungen, wenn f die Kolbenfläche ist,

$$A = f.\int p\,dx = f\int p\frac{dx}{dt}\cdot dt. \tag{14}$$

Setzt man 13) in 14) ein, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} A &= f.r\int_0^{4\pi} P\,d\varphi \\ P &= p\sin\varphi\left(1 + \frac{r}{l}\cos\varphi\right)\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Berechnet man aus einigen p die Werte P, trägt sie graphisch auf, verbindet ihre Endpunkte durch eine Kurve, so ist nach 15) der Flächeninhalt dieser Kurve der geleisteten Arbeit A proportional. Aus dem Flächeninhalt und der Umdrehungszahl n pro Minute berechnet sich die Leistung.

$$L = \frac{nf.r}{2.60}\int_0^{4\pi} P\,d\varphi. \tag{16}$$

Einfacher ist die Ermittelung der Leistung; natürlich, wenn die Kolbenwege als Abszissen der Druckkurve gewählt werden. Doch dürfte dies bei sehr schnellaufenden Maschinen Schwierigkeiten bereiten.

Berlin, Physikalisches Institut der Handelshochschule.

Lichtelektrische Untersuchungen an Alkalimetallen; von Ernst Müller.

(Eingereicht am 4. Januar 1909.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 22. Januar 1909.)
(Vgl. oben S. 53.)

(Im folgenden gebe ich eine Übersicht über Versuche, welche ich in letzter Zeit im physikalischen Institut der Universität Heidelberg angestellt habe.

Augenblicklich muß ich meine Versuche abbrechen; da es noch unbestimmt ist, wann ich dieselben wieder werde aufnehmen können, so stelle ich meine bisherigen Ergebnisse zusammen und behalte mir die Fortführung einschlägiger Untersuchungen für später vor.)

1. Meine Versuche gingen aus von der Nachprüfung eines J. J. THOMSONschen Experiments, zu der mir gütigst Herr Geheimrat LENARD die Anregung gegeben hat. J. J. THOMSON fand[1]), daß metallisches Rubidium oder die bei Zimmertemperatur flüssige Natrium-Kaliumlegierung bei metallisch reiner Oberfläche auch dann, wenn keine Spur von Licht auf dieselbe fällt, fortgesetzt eine magnetisch ablenkbare Strahlung von negativen Elektronen emittieren. Daß dieses bei Belichtung, auch nur mit Licht des gewöhnlichen sichtbaren Spektrums, der Fall ist, ist nach den Arbeiten der Herren ELSTER und GEITEL bekannt. J. J. THOMSON hält danach die Alkalimetalle für radioaktiv. Die Radioaktivität der Alkalimetalle ist letzthin öfters Gegenstand der Untersuchung gewesen. Insbesondere hat Herr J. C. McLENNAN[2]) eine große Anzahl von Alkalisalzen untersucht und gefunden, daß sie in einer Ionisationskammer alle mehr oder weniger die Luft elektrisch leitend machen, woraus er ebenfalls auf Radioaktivität der Alkalimetalle schließt. Nun ist jedoch in bezug auf das J. J. THOMSONsche Experiment noch eine ganz andere Auffassung

---

[1]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) 10, 584—590, 1905.
[2]) J. C. McLENNAN, Phys. ZS. 9, 510—512, 1908.

möglich, der mir gegenüber Herr Geheimrat LENARD Ausdruck gegeben hat und zu deren weiterer Verfolgung er mich gütigst anregte. Herr LENARD meinte, daß der THOMSONsche Dunkeleffekt, wie wir ihn von jetzt an nennen wollen, möglicherweise nichts anderes sei als die lichtelektrische Wirkung unsichtbarer, ultraroter Strahlen, die auf das Alkalimetall fallen.

2. Mein nächstes Ziel war die Wiederholung des THOMSONschen Versuches in einwandfreier Form. Herr THOMSON hatte sein Alkalimetall in einem evakuierten Glasgefäß. Über dem Alkalimetall befand sich eine metallische Auffangplatte, die mit einem im Vakuum isoliert angebrachten Elektroskop in leitender Verbindung war. Das Elektroskop konnte von außen her aufgeladen, das Alkalimetall geerdet werden. Wurde das Elektroskop positiv aufgeladen, so verschwand im Dunkeln die Ladung; negative Ladung dagegen blieb erhalten. Hieraus zieht THOMSON den Schluß, daß die untersuchten Metalle radioaktiv seien. Nun erschien mir als ein Hauptmangel der THOMSONschen Anordnung der, daß das Elektroskop im Vakuum in keiner Weise elektrostatisch geschützt war, so daß Glaselektrizität ganz unkontrollierbare Einflüsse auf die Erscheinung haben konnte (durch Influenz).

Um den THOMSONschen Versuch in einwandfreier Weise zu wiederholen, konstruierte ich das in Fig. 1 abgebildete Vakuumelektroskop. Der Apparat wurde mit einer KAUFMANNschen Pumpe aufs höchste evakuiert, das vor der Abschmelzstelle S befindliche U-Rohr zur möglichsten Beseitigung von Fettdämpfen längere Zeit (etwa zwei Stunden) mit fester Kohlensäure gekühlt und dann bei S abgeschmolzen. Das mittels der Quarzisolation Q isolierte Elektroskop befindet sich bei mir in dem Metallgehäuse KK, bestehend aus Kupferdrahtnetz, etwa 1 mm Maschenweite; oben Messingplatte, unten Messingring; an den Ring ist ein Platinnetz angelötet, welches unten in eine Natrium-Kaliumlegierung taucht, so daß das Elektroskop sich in einem metallisch leitenden, allseitig geschlossenen Raum befindet, der durch E geerdet ist. Das Elektroskop wird aufgeladen durch eine Hochspannungsbatterie vermittelst P, bestehend aus einer Messingkugel an einer Aufhängung aus Lamettaband (wie es zum Schmuck von Christbäumen als Engelshaar Verwendung findet). Sobald das Elektroskop aufgeladen ist, wird auch P geerdet.

Die Natrium-Kaliumlegierung wurde im wesentlichen nach den Vorschriften der Herren ELSTER und GEITEL hergestellt. Es wurden etwa acht Gewichtsteile Kalium auf ein Gewichtsteil Natrium gewählt. Die Metalle wurden oberflächlich gereinigt, in einem Gefäß aus schwer schmelzbarem Glas von der Form Fig. 2, das bei *E* mit einem Kautschukstopfen luftdicht verschlossen, bei *S* an die Wasserstrahlpumpe angeschlossen war, legiert, die Legierung zur gänzlichen Beseitigung von Kohlenwasserstoffen längere Zeit über ihren Siedepunkt erhitzt und nach Abkühlung

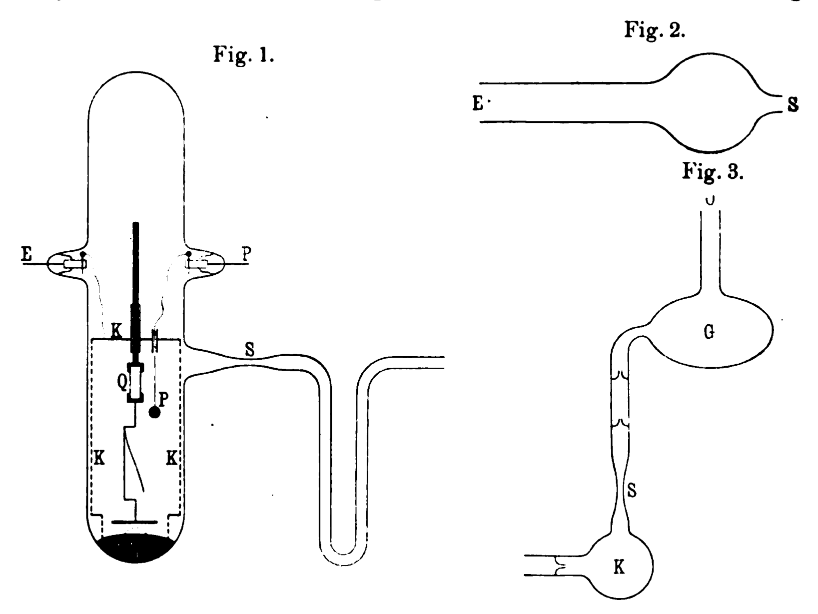


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

in den Glasapparat Fig. 3 gegossen, der alsdann bei *O* zugeschmolzen wurde. Fig. 3 ist unten an Fig. 1 angeschmolzen zu denken (in Fig. 1 durch einen punktierten Kreis angedeutet), so daß die Zeichenebene von Fig. 3 ⊥ Zeichenebene Fig. 1. War der ganze Apparat aufs höchste evakuiert, so konnte durch zwei ELSTER und GEITELsche Trichterchen die Legierung von *G* nach *K* übergeführt, bei *S* (Fig. 3) abgeschmolzen werden. Die Legierung hatte in *K* das Ansehen von reinstem Quecksilber; sie konnte von *K* aus durch ein weiteres Trichterchen ins Vakuumelektroskop in beliebiger Menge übergegossen werden.

Bei Versuchen mit einem solchen Vakuumelektroskop ist peinlich darauf zu achten, daß jegliche Temperaturdifferenzen am Apparat vermieden werden, da solche (wahrscheinlich durch Konvektionsströme der geringen Gasreste) ein Spreizen des Elektroskopblättchens veranlassen. Um in dieser Beziehung sicher zu gehen, befand sich der Versuchsapparat in einem allseitig geschlossenen, auf allen Seiten doppelwandigem Kasten aus Zinkblech. An zwei gegenüberliegenden Stellen waren kurze Messingrohre durch beide Wände hindurchgeführt. Das hintere war verschlossen durch eine dunkelrote Rubinglasplatte, die durch eine Glühlampe mittels Momentankontaktes erleuchtet werden konnte; in das vordere Messingrohr war ein Beobachtungsmikroskop mit Mikrometerskala (20 Skt. = 1 mm) eingesetzt, mit dem die Stellung des Aluminiumblättchens beobachtet wurde. Das Ganze, inklusive Beleuchtungslampe, befand sich, in Holzwolle und Watte verpackt, noch in einer allseitig geschlossenen Holzkiste; aus letzterer ragte vorn nur das Messingrohr heraus, welches das Beobachtungsmikroskop enthielt. Über dies Rohr konnte eine lichtdicht schließende Hülse, innen mit schwarzem Sammet ausgefüttert, ähnlich wie für photographische Apparate gebräuchlich, gestülpt werden.

3. Die Versuche ergaben eine Bestätigung des THOMSONschen Resultates: positive Ladung verschwindet vom Elektroskop auch im Dunkeln. (Bei zerstreutem Tageslicht ist eine positive Aufladung des Elektroskops überhaupt nicht möglich.) Selbstverständlich war vor den Versuchen die Isolation des Elektroskops ohne Legierung geprüft worden. Es wurden Versuche bei zwei verschiedenen Neufüllungen des Apparates (mit Legierung) angestellt.

I. Bei der ersten Füllung befand sich der Apparat noch nicht in der lichtdichten Blech- und Holzkiste, sondern stand frei auf dem Tisch; das Zimmer war völlig verdunkelt. Elektroskopaufladung etwa + 300 Volt. Bei dauernder Beleuchtung mit dunkelroter Rubinglaslampe betrug die Abnahme des Ausschlages fünf Skalenteile in 10 Minuten. Bei völliger Dunkelheit (Rubinglaslampe nur zur Ablesung benutzt) ergab sich: Ausschlag des Blättchens:

12^h mittags	20 Skt.	Abnahme: 35 Skt. in $6^1/_2$ Std.
$6{,}20^h$ p. m.	55 „	

Der in Frage kommende Tag war ein heller, wolkenloser Sommertag (2. August).

Es wurde nunmehr ein Nachtversuch unternommen. Ausschlag des Blättchens:

3. August	$8^1/_2{}^h$ p. m. . .	0 Skt.	Abnahme: 15 Skt. in $12^1/_2$ Std.
4. „	9^h a. m. . . .	15 „	

Die Verringerung des Effektes konnte davon herrühren, daß die Oberfläche der Legierung schlechter geworden war, oder davon, daß irgend welche Spuren von Licht noch ins Zimmer drangen, die trotz langen ($^1/_2$ bis 1 Std.) Adaptierens dem Auge entgingen. Ein weiterer Versuch ergab: Ausschlag des Blättchens:

4. August	$9^1/_2{}^h$ a. m. . .	0 Skt.	Abnahme: 12 Skt. in $5^1/_4$ Std.
	$2^3/_4{}^h$ p. m. . .	12 „	Wolkenloser Sommertag.

Es schien, daß der Effekt hauptsächlich mit der Zeit, wahrscheinlich infolge von schlechter werdender Oberfläche, abnahm.

Ein weiterer, fünf Wochen später ausgeführter Versuch (9. September) ergab während acht Stunden in der Nacht keine Wirkung, was die eben ausgesprochene Vermutung bestätigt.

II. Um hinsichtlich etwa noch ins Zimmer dringenden Lichtes ganz sicher zu gehen, wurde die oben beschriebene, völlig lichtdichte Anordnung gewählt, das Zimmer außerdem völlig verdunkelt. Der ganze Apparat war neu installiert und mit Legierung neu beschickt worden. Elektroskopaufladung: + 300 Volt. Ausschlag des Blättchens:

3. Oktober	$9^1/_2{}^h$ p. m. . .	40 Skt.	Abnahme: 40 Skt. in $9^1/_2$ Std.
4. „	7^h a. m. . . .	80 „	17 „ „ 33 „
5. „	4^h p. m. . . .	97 „	

Ein weiterer Versuch ergab bei + 400 Volt Elektroskopaufladung: Ausschlag des Blättchens:

5. Oktober	$4^1/_2{}^h$ p. m. . .	10 Skt.	Abnahme: 13 Skt. in $17^1/_2$ Std.
6. „	11^h a. m. . .	23 „	

In den drei Versuchstagen war die Oberfläche der Legierung sichtlich schlechter geworden und auch durch Umgießen durch das Trichterchen nicht mehr in der anfänglichen Reinheit herstellbar.

Zum Vergleich mit den angeführten Zahlen seien nun noch diejenigen angegeben, die bei der Isolationsprüfung mit eva-

kuiertem Apparat erhalten wurden, als überhaupt noch keine Legierung eingeführt war; diese Prüfung erfolgte im hellen Zimmer. Elektroskopaufladung: + 300 Volt. Einstellung des Blättchens:

29. September	4h p. m.	100 Skt.
30. „	9h a. m.	100 „
	12h a. m.	102 „
	4h p. m.	105 „
	7h p. m.	106 „
1. Oktober	11h a. m.	108 „
	6½h p. m.	109 „
2. „	11h a. m.	110 „

4. Herr LENARD vermutete, wie bereits bemerkt, im THOMSONschen Dunkeleffekt nichts anderes als die lichtelektrische Wirkung ultraroter Strahlen; mit dieser Auffassungsweise wäre auch die Abhängigkeit des Dunkeleffekts von der Beschaffenheit der Oberfläche in guter Übereinstimmung.

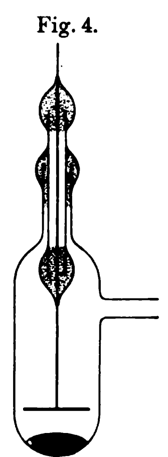
Zur Prüfung seiner Auffassung schlug Herr Geheimrat LENARD mir vor, den Dunkeleffekt zu prüfen, während der ganze Apparat in eine Umgebung tiefer Temperatur (z. B. feste Kohlensäure oder flüssige Luft) gebracht wurde. Da bei tiefer Temperatur die Strahlung eine geringere ist, so sollte dann auch der Dunkeleffekt geringer werden. Diese Versuche führten jedoch aus mehreren Gründen, von denen einer bereits darin liegt, daß auch bei gewöhnlicher Temperatur der Dunkeleffekt infolge Verschlechterung der Oberfläche abnimmt, nicht zum Ziel. Ich versuchte deshalb, die lichtelektrische Wirkung ultraroter Strahlen direkt nachzuweisen.

Die ersten in dieser Richtung unternommenen Versuche wurden derart ausgeführt, daß die Legierung im völlig verdunkelten Zimmer durch eine ultrarote Lichtquelle bestrahlt wurde. Als solche diente eine gewöhnliche 16 kerzige Glühlampe, die lichtdicht in eine Blechbüchse eingesetzt wurde, die vorn mit einer 1 mm dicken Hartgummiplatte verschlossen war. Die Blechbüchse war doppelwandig und wurde, solange die Lampe brannte, durch fließendes Wasser gekühlt. Es wurde die Abnahme positiver Elektroskopladung während fünf Stunden mit und ohne ultrarote Bestrahlung geprüft. Die Versuche wurden nachts angestellt. Es konnte jedoch ein einwandfreies Resultat nicht er-

halten werden. Die wahrscheinlichen Gründe hierfür werden später erwähnt (8.).

5. Um zum Ziel zu gelangen, suchte ich die Versuchsanordnung so empfindlich wie möglich zu gestalten. Eine hierfür sehr geeignete Methode ist von Herrn KREUSLER[1]) ausprobiert worden. Dieser fand, daß die lichtelektrische Wirkung in der Nähe des Funkenpotentials besonders groß ist. Herr KREUSLER arbeitete im ultravioletten Spektralgebiet. Dieselbe Methode wandte ich an, um die vermutete Wirkung ultraroter Strahlen aufzusuchen. Als Meßinstrument diente für alle weiteren Versuche nicht mehr das Vakuumelektroskop, sondern ein sehr empfindliches DOLEZALEK-Quadrantelektrometer mit WOLLASTON-Draht und Bernsteinisolation (Empfindlichkeit etwa 1 mm $\sim$ $^1/_2$ Millivolt bei 160 Volt Nadelspannung und 140 cm Skalenabstand). Das für die folgenden Versuche benutzte Versuchsrohr zeigt Fig. 4.

Fig. 4.



Die Natrium-Kaliumlegierung wurde durch einen Glasapparat ähnlich Fig. 3, der ans Hauptrohr angeschmolzen war, eingeführt. Der Legierung gegenüber stand eine durch ein Quarzrohr sehr gut isoliert eingekittete Messingelektrode. Als Strahlungsquelle diente ein elektrisch (Hausbatterie 72 Volt; vorgeschalteter Kurbel- und RUHSTRAT-Schleifwiderstand) geheiztes Platinblech von 25 $\times$ 4 mm, das in Cu-Backen eingeklemmt war, welche die Stromzuführung vermittelten.

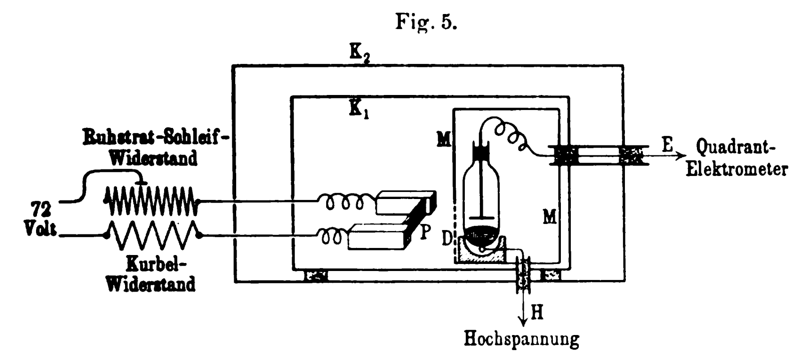
Die Gesamtanordnung zeigt Fig. 5. Die Natrium-Kaliumzelle befindet sich im geerdeten Metallkasten M auf einem Paraffinklotz isoliert aufgestellt. Mittels Quecksilberkontaktes kann an die Legierung eine Spannung H gelegt werden. Die Messingelektrode ist durch eine geerdete Schutzhülle hindurch mit einem Quadrantenpaar des Elektrometers leitend verbunden.

Der Metallkasten M besitzt vorn eine Öffnung, welche durch ein aufgelötetes Messingdrahtnetz D verschlossen ist. Durch dies Drahtnetz kann die vom Platinblech P ausgehende Strahlung

[1]) H. KREUSLER, Ann. d. Phys. (4) 6, 398, 1901.

auf die Oberfläche der Legierung fallen. Das Ganze befindet sich in zwei ineinander gesetzten Holzkisten K_1 und K_2, deren jede lichtdicht verschließbar war. Der Abstand Legierung—Messingplatte betrug gewöhnlich etwa 5 mm. Die an H gelegte Spannung war eine Hochspannungsbatterie; es standen zur Verfügung 400 Volt, die von 40 zu 40 Volt variierbar waren, außerdem ein 100 Volt-Kasten von BORNHÄUSER, der mit Hilfe eines Zellenschalters von 2 zu 2 Volt variierbar war. Es wurde zunächst mit dem Apparat eine Reihe lichtelektrischer Versuche ausgeführt mit gewöhnlichem sichtbaren Licht, herrührend von einer kleinen 10-Voltlampe, welche innerhalb der Kiste K in etwa 30 cm Entfernung von

Fig. 5.



der lichtelektrischen Zelle angebracht war. Diese Versuche sollen später Erwähnung finden (10.).

6. Bei den Versuchen mit unsichtbarer Strahlung wurde der im Stromkreis des strahlenden Platinbleches liegende Kurbel- und RUHSTRAT-Widerstand so reguliert, daß die Temperatur des Platinbleches wesentlich unter der der Grauglut lag, so daß das Auge bei völlig verdunkeltem Zimmer auch nach langem (etwa 20 Minuten) Adaptieren und indirektem Sehen keine Spur von Licht wahrnahm. Die Temperatur des Platinbleches ist alsdann nach den Untersuchungen von EMDEN [1]) höchstens 400°. Mit dem so temperierten Platinblech wurde alsdann die Legierung bestrahlt und der Photoeffekt untersucht. Durch Einschalten von weiterem Widerstand konnte die Temperatur des Platinbleches weiter erniedrigt werden.

[1]) R. EMDEN, Wied. Ann. 36, 214, 1889.

An die Legierung wurde der negative Pol der Hochspannungsbatterie (deren positiver Pol geerdet war) gelegt, und die Spannung mit Hilfe des Zellenschalters so reguliert, daß diese dicht unter demjenigen Potential blieb, bei dem eine schwache Glimmentladung einsetzt; daß Glimmentladung überhaupt bei genügend hoher Spannung eintritt, zeigt an, daß das Vakuum, bei dem die Versuche angestellt wurden, nicht das höchste erreichbare war [1]).

Wurde nun das Elektrometer enterdet, so zeigte sich auch ohne Bestrahlung eine ganz langsame negative Aufladung, herrührend von Influenz infolge langsamer negativer Aufladung der Wände des Versuchsrohres (Fig. 4). Es ging dies daraus hervor, daß, je länger eine und dieselbe konstante Spannung an der Legierung lag, um so schwächer die negative Elektrometeraufladung ohne Bestrahlung war. Wurde nun die Legierung dunkel bestrahlt, so war die Elektrometeraufladung bedeutend stärker. Nunmehr wurde der Widerstand im Stromkreise des Platinbleches allmählich erhöht und der Dunkeleffekt bei tieferen Temperaturen des Platinbleches untersucht. Die Temperatur des Platinbleches wurde annähernd berechnet aus der Änderung der Stromstärke (durch zugeschalteten Widerstand) und dem Widerstandstemperaturkoeffizienten von *Pt*, unter der Annahme, daß die Anfangstemperatur (Platinblech wesentlich unterhalb der Grauglut) 400° betrug, und daß die durch den Strom bewirkte Temperaturerhöhung des Platinbleches proportional der entwickelten Wärmemenge sei.

Es gelang mir bisher, den Dunkeleffekt bis zu Temperaturen des Platinbleches $< 200^{\circ}$ nachzuweisen. Für das Gelingen der Versuche ist notwendig ein hohes Vakuum, reine Oberfläche der Legierung, und daß das an letztere gelegte Potential dem Entladungspotential möglichst nahe komme (bis auf etwa 1 bis $^1/_2$ Volt). Das Eintreten der Glimmentladung selbst ist möglichst zu vermeiden, denn erstens wird durch diese die Oberfläche der Legierung sehr schnell verdorben, zweitens die Gasreste im Versuchsrohr ionisiert, wodurch letzteres für längere Zeit zu ordnungsmäßigen Versuchen unbrauchbar wird.

7. Aus der ziemlich großen Menge von Beobachtungszahlen, die ich mit dem Apparat Fig. 4 erhalten habe, greife ich einige

---

[1]) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) 2, 359, 1900.

Beispiele heraus. Es wurde entweder die Zeit gemessen, die zu einer bestimmten Elektrometeraufladung nötig war, oder das Reziproke, die in einer bestimmten Zeit erfolgende Aufladung des Elektrometers.

Folgende Zahlen zeigen die Abhängigkeit des Effektes von der angelegten Spannung in der Nähe des Entladungspotentials. Sie geben die Zeit, die für eine Aufladung des Elektrometers = 10 mm der Skala notwendig war (mit Metronom gemessen).

Widerstand im Stromkreis des Platinbleches 11,54 Ω. Temperatur des Platinbleches 400°.

Spannung angelegt an die Legierung: 200 + 34 Volt (erstere von der Hochspannungsbatterie, Wert angenähert, aber immer gleichbleibend; letztere von der Bornhäuser-Batterie).

Ohne Bestrahlung	53	61	68	66	68	79 sec
Mit Bestrahlung	44	53	55	52	59	61 „

Es kann jede obere Zahl nur mit der darunter stehenden verglichen werden. (Ebenso bei allen folgenden Versuchen.)

Spannung an Legierung um 2 Volt vermehrt (200 + 36 Volt):

Ohne Bestrahlung	64	75	81	67	72 sec
Mit Bestrahlung	50	51	52	49	48 „

Spannung an Legierung nochmals um 2 Volt vermehrt (200 + 38 Volt):

Ohne Bestrahlung	28	35	41	47	49	32	37	35 sec
Mit Bestrahlung	13,5	18,5	21	24	25	20	14,5	10 „

Die Ursachen für die verschiedene Größe des Effektes bei manchen Versuchen (vgl. z. B. die drei letzten) sind wahrscheinlich die bekannten, bei lichtelektrischen Versuchen oft auftretenden, insbesondere Oberflächenerscheinungen.

Die folgende Versuchsreihe bezieht sich auf eine Temperatur des Platinbleches < 360° (Spannung an Legierung unverändert 200 + 38 Volt; Widerstand im Stromkreise des Platinbleches: 11,92 Ω).

Ohne Bestrahlung	40	42	31	29	33 sec
Mit Bestrahlung	14	16	32	12	17 „

Ich gebe schließlich noch die Zahlen, die erhalten wurden, als sich im Stromkreise des Platinbleches ein Widerstand von 14,4 Ω befand. Temperatur des Platinbleches etwa 180°. Die Zahlen stammen aus einer anderen Versuchsreihe als die obigen:

Spannung an Legierung (200 + 0 Volt):

Ohne Bestrahlung	33	35,5	36 sec
Mit Bestrahlung	29	31,5	32 „

Zur Kontrolle wurde noch unter den gleichen Bedingungen die Aufladung des Elektrometers innerhalb fünf Minuten gemessen. Dieselbe ergab sich bei zwei Versuchen zu:

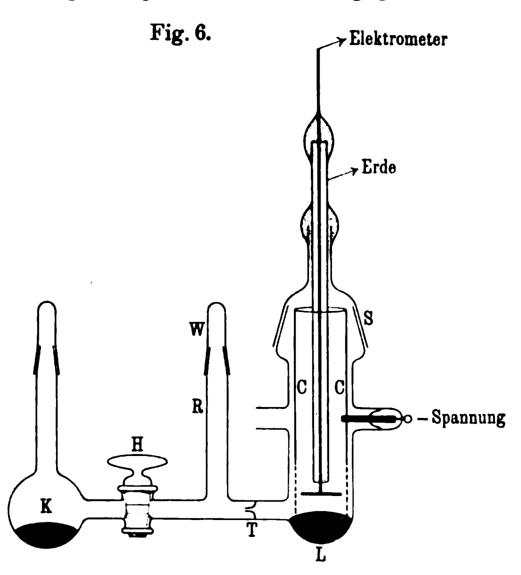
	I.	II.
Ohne Bestrahlung	104	103 mm
Mit Bestrahlung	111	114 „

8. Es fragt sich nun, von welchen Strahlen der Dunkeleffekt bewirkt wurde. Diese Frage konnte durch Absorptionsversuche zu entscheiden versucht werden. Leider war durch lange Benutzung und mehrere Glimmentladungen die Oberfläche der Legierung in meiner lichtelektrischen Zelle (Fig. 4) so schlecht geworden, daß ich nur noch ganz wenige Versuche in dieser Richtung ausführen konnte. Dieselben ergaben, daß ein Blatt blauen Kartonpapiers (Aktendeckel) zwischen das strahlende Platinblech P und das Drahtnetzfenster D (Fig. 5) gebracht, die Wirkung völlig aufhebt; dagegen ließ ein mit Wasser gefüllter Glastrog mit parallelen Wänden, Dicke der Wasserschicht 1 cm, die Wirkung fast ungeschwächt durch; auch eine Glasplatte von 7 mm Dicke übte nur eine sehr geringe Absorption aus. Ein Blatt weißen Schreibpapiers ließ einen kleinen Teil der Wirkung durch. Nach diesen wenigen Absorptionsversuchen läßt sich bereits mit Wahrscheinlichkeit sagen, daß es wohl gar nicht die ultraroten Strahlen sind, die die aufgefundene Wirkung ausüben, sondern die äußerst geringe Menge von Licht des sichtbaren Spektrums, welche bei Temperaturen des Platinbleches unter 400° zu schwach ist, um aufs Auge zu wirken, oder allenfalls diejenigen ultraroten Strahlen, die dem sichtbaren Rot unmittelbar benachbart sind; denn ultrarote Strahlen größerer Wellenlänge werden durch Glas und Wasser stark absorbiert. Hierdurch erklärt sich wahrscheinlich die Unwirksamkeit der unter 4. erwähnten ultraroten Lichtquelle; Hartgummi ist für die wirksamen Strahlen offenbar undurchlässig.

9. Weitere Versuche in dieser Richtung sind in Vorbereitung. Zu ihrer Ausführung ist der Apparat Fig. 6 konstruiert worden. Die Natrium-Kaliumlegierung befindet sich in K und kann durch

den Hahn H und den Trichter T nach L übergegossen werden. An die Legierung wird durch den Messingzylinder C, an den unten ein Platinnetz angelötet ist, das in die Legierung eintaucht, Spannung gelegt. Die zum Elektrometer führende, der Legierung gegenüberstehende Elektrode ist mit einem geerdeten Schutzrohr umgeben. Durch das Platinnetz hindurch fällt die dunkle Strahlung auf die Legierung. Das Rohr R dient dazu, um, nachdem die Legierung nach K zurückgegossen, der Hahn H geschlossen ist, den Apparat nach Öffnen der Schliffe W und S schnell und leicht zu reinigen, falls notwendig.

Fig. 6.



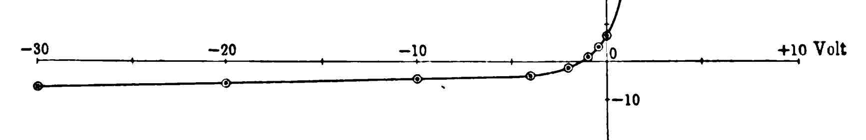
Um ein möglichst hohes Vakuum zu erreichen, bleibt der Apparat stets an der KAUFMANNschen Pumpe, an der er, um das Übergießen der Legierung bewerkstelligen zu können, um einen Schliff drehbar ist; diese ganze Anordnung mitsamt die Pumpe treibendem Motor befindet sich in einer großen, völlig lichtdichten, innen geschwärzten Holzkiste.

10. Es mögen noch einige lichtelektrische Versuche mit gewöhnlichem sichtbaren Licht Erwähnung finden, die mit Hilfe des Apparates Fig. 4 angestellt wurden. Die Versuchsanordnung war die in Fig. 5, Lichtquelle eine kleine 10-Voltlampe. Es wurde für dies Licht die Kurve der Anfangsgeschwindigkeiten der lichtelektrischen Elektronen aufgenommen [1]). Variable Spannung wurde an die Legierung, die eingekittete Messingelektrode an ein Quadrantenpaar des Elektrometers gelegt und der Elektro-

[1]) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902.

meterausschlag für eine Sekunde Belichtung gemessen. Das Resultat zeigt Fig. 7. Als Abszissen sind die an die Legierung gelegten Spannungen, und zwar verzögernde (positive) in negativem Sinn, beschleunigende (negative) in positivem Sinn, als Ordinaten die zugehörigen Elektrometerausschläge für eine Sekunde Belichtung aufgetragen. Es fällt auf, daß die Kurve einen negativen Ast besitzt, dieser rührt von Licht her, welches auf die Messingelektrode fällt und dort Elektronen auslöst. Da die Versuche mit gewöhnlichem sichtbaren Licht angestellt wurden, Messing hierfür lichtelektrisch unempfindlich ist, so sollte der negative Ast fehlen; sein Auftreten kann nur davon herrühren, daß an der Messingelektrode Alkalidampf niedergeschlagen und diese hierdurch empfindlich geworden ist. Der Schnittpunkt der Kurve mit der Abszissenachse entspricht Geschwindigkeiten von etwa „1 Volt“. Derselbe Wert von etwa 1 Volt wurde erhalten, wenn einfach die Legierung an das eine, die Messingelektrode an das andere Quadrantenpaar des Elektrometers

Fig. 7.



gelegt und die Legierung mit der 10-Voltlampe belichtet wurde. Dieser Versuch ist den Herren Elster und Geitel [1]) nicht gelungen, wohl wegen nicht genügend hohen Vakuums. Um die maximalen Anfangsgeschwindigkeiten zu erhalten, ist wegen des auf die Messingelektrode fallenden Lichtes an der Kurve eine Korrektion anzubringen. Dies geschieht für den negativen Ast nach Herrn Lenard [2]) dadurch, daß die Abszissenachse soweit parallel mit sich verschoben wird, daß dieselbe den negativen Ast tangiert. Man kommt alsdann auf Anfangsgeschwindigkeiten von etwa „10 Volt“;

[1]) J. Elster und H. Geitel, Wied. Ann. 36, 281, 1892.
[2]) P. Lenard, l. c.

der wirksamsten Wellenlänge des wirkenden sichtbaren Lichtes schreiben wir $\lambda = 400\,\mu\mu$ zu; nach dem von E. LADENBURG[1]) erhaltenen Resultat, daß die Anfangsgeschwindigkeit der lichtelektrischen Elektronen der Schwingungszahl des wirkenden Lichtes proportional sei, finden wir für $\lambda = 200\,\mu\mu$ eine Anfangsgeschwindigkeit von etwa „20 Volt". Für dieselbe Wellenlänge fand E. LADENBURG (l. c.) Anfangsgeschwindigkeiten:

für Pt: 1,86 Volt, für Cu: 1,69, für Zn: 1,12.

Von gleicher Größenordnung sind die von Herrn LENARD (l. c.) gemessenen maximalen Anfangsgeschwindigkeiten, bedeutend größer die von mir für die Alkalimetalle gefundenen.

11. Mit Hilfe der neuen in (9.) beschriebenen Versuchsanordnung hoffe ich, daß es mir gelingen wird, den Dunkeleffekt für noch tiefere Temperaturen des strahlenden Platinbleches nachzuweisen, und zwar nicht nur auf Natrium-Kaliumlegierung, sondern auf noch andere Metalloberflächen; denn in der Nähe des Entladungspotentials verschwinden, wie bereits Hr. KREUSLER[2]) erwähnt, die lichtelektrischen Unterschiede der verschiedenen Metalle immer mehr. Alsdann aber läßt sich aus den zu erwartenden Resultaten eine neue Hypothese über den Mechanismus der Gasentladungen aufstellen, nämlich die, daß jede Gasentladung ein strahlungselektrischer Vorgang ist[3]). Befindet sich zum Beispiel ein Entladungsrohr im völlig verdunkelten Raume und steigern wir die an seine Elektroden angelegte Spannung allmählich, so wächst allmählich die durch Dunkelstrahlung an der negativen Elektrode ausgelöste Elektronenmenge, aber viel stärker als die angelegte Spannung. Treffen die durch das elektrische Feld beschleunigten Elektronen auf Gasmoleküle, so geben sie infolge der Sekundärstrahlung Veranlassung zur Trägerbildung, d. i. positiver und negativer Ionen. Dieser Vorgang ist mit Fluoreszenz verbunden. Das an ultravioletten Strahlen reiche Fluoreszenzlicht steigert seinerseits wieder die Elektronenemission. Auf diese Weise kommt die mit Lichtemission verbundene Entladung

[1]) E. LADENBURG, Verh. d. D. Physik. Ges. 9, 504, 1907.

[2]) H. KREUSLER, Ann. d. Phys. (4) 6, 409, 1901.

[3]) Bewahrheitet sich diese Hypothese, so würden durch sie alle bekannten Einwirkungen der Strahlung auf elektrische Entladungen in zusammenfassender Weise erklärt werden.

*

zustande. Der zur Erklärung der spontanen Elektrizitätsleitung in Gasen von J. J. Thomson eingeführte „Ionenstoß“ ist durch den „Elektronenstoß“ zu ersetzen, wodurch natürlich die Möglichkeit der Ionisation durch Ionenstoß nicht geleugnet werden soll. Diese Hypothesen bedürfen weiterer experimenteller Prüfung in der eingeschlagenen Richtung.

Es möge in diesem Zusammenhang noch folgender mit dem Apparat Fig. 4 in der Anordnung der Fig. 5 ausgeführter Versuch Erwähnung finden.

Nachdem der Dunkeleffekt untersucht worden war (während an der Legierung eine wenig unter Entladungspotential befindliche Spannung lag), wurde die Stromstärke im Platinblech ganz allmählich vergrößert, um zu prüfen, bei welcher Strahlung für die angelegte Spannung Glimmentladung einsetzte. Es zeigte sich, daß dies bei schwacher Rotglut der Fall war. Wurde nunmehr der Strom im Platinblech ausgeschaltet, so blieb die Glimmentladung bestehen; ihr eigenes Licht erhielt sie weiter. Wurde jetzt auch die angelegte Spannung von der Legierung abgenommen, eine kleine Weile gewartet (bis im Rohr Wiedervereinigung der Ionen zu neutralen Molekülen stattgefunden hatte), darauf die gleiche Spannung wieder angelegt und der Strom durch das Platinblech wieder geschlossen, so daß es sogleich schwach rot glühte, so trat erst nach längerer Bestrahlung (etwa $^1/_2$ Minute) die Glimmentladung plötzlich ein, gekennzeichnet durch plötzliches Herausfliegen der Elektrometernadel aus dem Gesichtsfeld. Dieser Versuch konnte oft mit gleichem Erfolg wiederholt werden [1]). Wurden einmal im verdunkelten Zimmer, in dem in großer Entfernung vom Versuchsapparat eine gewöhnliche 16kerzige Glühlampe brannte, die Kisten K_1 und K_2 geöffnet, während an der Legierung Spannung lag, so trat stets sofort Glimmentladung ein.

[1]) Und zwar sowohl mit dem Platinblech, als auch mit der 10-Volt-Lampe als Strahlungsquelle.

Berlin, den 3. Januar 1909.

Prüfung der Strahlungsgesetze der Bunsenflamme;
von Hans Schmidt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. Januar 1909.)
(Vgl. oben S. 54.)

Seit der Zeit, da man zwischen der reinen Temperaturstrahlung und der Lumineszenz zu unterscheiden begann, sind über die Natur der Flammenspektren sehr verschiedene Meinungen laut geworden. Die Untersuchungen von E. PRINGSHEIM [1]) zeigten bereits, daß die Emission der sichtbaren Spektrallinien durch erhitzte Metalldämpfe, wie sie auch in Flammen beobachtet werden kann, von bestimmten chemischen Reaktionen abhängig ist. Für das ultrarote Gebiet folgerte hingegen F. PASCHEN [2]) aus seinen Versuchen, daß die in den Kohlenwasserstoffflammen auftretenden Emissionsbanden auf reiner Temperaturstrahlung beruhten, während PRINGSHEIM [3]) auch hier wenigstens ein Mitwirken chemischer Prozesse annahm.

In neuester Zeit hat sich besonders C. FREDENHAGEN [4]) mit der Frage beschäftigt. Seine Untersuchungen beschränken sich bisher auf das sichtbare Gebiet, haben ihn aber zu der Annahme geführt, daß allgemein ein Spektrum reiner Temperaturstrahlung niemals ein Linien- oder Bandenspektrum sein könne, daß mithin die Flammenspektren durchweg lumineszenter Natur seien.

Für das sichtbare Gebiet sind in dieser Beziehung die Versuche an gefärbten Bunsenflammen von C. FÉRY [5]) sowie von F. KURLBAUM und GÜNTHER SCHULZE [6]) von großer Bedeutung. Hier wurde zunächst die Gültigkeit des KIRCHHOFFschen Gesetzes in der Flamme vorausgesetzt und mit seiner Hilfe, nämlich durch Linienumkehrung mittels eines schwarzen Körpers, die Temperatur

---

[1]) E. PRINGSHEIM, Wied. Ann. 45, 428, 1892; 49, 347, 1893.
[2]) F. PASCHEN, Wied. Ann. 50, 409, 1893; 51, 1, 1894; 52, 209, 1894.
[3]) E. PRINGSHEIM, Rapp. prés. au Congr. int. à Paris 2, 100, 1900.
[4]) C. FREDENHAGEN, Ann. d. Phys. (4) 20, 133, 1906; Phys. ZS. 8, 89, 404, 407, 679, 729, 1907.
[5]) C. FÉRY, C. R. 137, 909, 1903.
[6]) F. KURLBAUM u. GÜNTHER SCHULZE, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 239, 1906.

der Flamme bestimmt. Selbst in diesem Falle einer ausgesprochenen Lumineszenz haben sich Temperaturwerte ergeben, welche von dem wahren jedenfalls nicht sehr weit entfernt liegen. Die beobachteten Abweichungen sprechen jedoch, wie auch die Verfasser hervorheben, dafür, in diesem Falle nur eine qualitative Gültigkeit des KIRCHHOFFschen Gesetzes anzunehmen, wie sie von FREDENHAGEN auch für den Fall der Lumineszenz gefordert wird.

Für das ultrarote Gebiet durfte man sich ebenfalls einigen Anhalt von einer quantitativen Prüfung der Strahlungsgesetze in der Art der eben genannten Untersuchungen versprechen. Ich habe daher auf Anregung und unter der Leitung von Herrn Geheimrat RUBENS den Versuch gemacht, unter Zugrundelegung der Gesetze der reinen Temperaturstrahlung eine Temperaturbestimmung der Bunsenflamme aus Emission und Absorption vorzunehmen, und zwar in verschiedenen Punkten des ultraroten Spektrums zwischen 2 und 6 μ. In diesem Falle haben sich die Strahlungsgesetze als quantitativ gültig erwiesen.

Als wichtige Kontrolle für die Untersuchung wurde außerdem eine Temperaturbestimmung der Bunsenflamme auf einem ganz anderen, von den Strahlungseigenschaften der Flamme unabhängigen Wege ausgeführt, wobei sich eine befriedigende Übereinstimmung der Resultate ergab. Über diese letztere Untersuchung und ihre Ergebnisse möge zunächst kurz berichtet werden.

Die Messung von Flammentemperaturen ist bereits mehrfach mit Hilfe von Thermoelementen ausgeführt worden. Bei den ersten Arbeiten dieser Art blieb der Umstand ganz unberücksichtigt, daß ein in eine Flamme eingeführtes Thermoelement die Flammentemperatur bei weitem nicht erreicht. WAGGENER[1]) hat diesem Umstande durch Extrapolation Rechnung zu tragen gesucht. Eine andere Methode rührt von NERNST her und ist von BERKENBUSCH[2]) zu Temperaturmessungen in der Bunsenflamme benutzt worden. Der Grundgedanke dieser Methode ist folgender:

Das in die Flamme gebrachte Thermoelement empfängt fortwährend Wärme von der Flamme und verliert fortwährend solche

---

[1]) W. J. WAGGENER, Wied. Ann. 58, 579, 1896.
[2]) F. BERKENBUSCH, Wied. Ann. 67, 649, 1899.

durch Strahlung. Einen Wärmeverlust durch Leitung kann man bei genügender Länge der Drähte vermeiden. Führt man dem Element jetzt auf elektrischem Wege Wärme zu, so erhöht sich seine Temperatur und wird dann die Flammentemperatur erreichen, wenn der durch Strahlung bewirkte Energieverlust durch die elektrisch zugeführte Energie gerade gedeckt wird. Denn in diesem Falle findet kein Wärmeaustausch zwischen Flamme und Draht mehr statt. Um also die Flammentemperatur zu finden, hat man zunächst außerhalb der Flamme für jede in Frage kommende Temperatur den erwähnten Energieverlust zu bestimmen, darauf das Element in der Flamme durch elektrisches Nachheizen auf eine Reihe von Temperaturen zu bringen und diejenige Temperatur aufzusuchen, bei welcher die elektrisch zugeführte Energie gleich der durch Strahlung verlorenen ist. Zur Bestimmung der letzteren erhitzte BERKENBUSCH sein Element im Vakuum, so daß eine Wärmeleitung durch die Luft nach Möglichkeit ausgeschlossen war, und die elektrisch zugeführte Energie, wie in der Flamme, ganz in strahlende umgesetzt wurde.

Die von mir angewandte Methode geht von dem gleichen Grundgedanken aus wie die eben beschriebene, unterscheidet sich aber von ihr in einigen wesentlichen Punkten der Ausführung. Zunächst wird das Thermoelement, dessen Anwendung hier auf gewisse Schwierigkeiten stößt, vermieden und an seiner Stelle die optisch-pyrometrische Temperaturmessung eingeführt, so daß mit vollkommen homogenen, gestreckten Drähten gearbeitet werden kann. Ferner fällt dadurch, daß die durch Ausstrahlung vom Draht verlorene Energie nicht aus der Heizenergie, sondern direkt durch Strahlungsmessung bestimmt wird, die Einbringung des Drahtes ins Vakuum fort.

Ich verfuhr in folgender Weise: Ein horizontal ausgespannter Draht aus schwer schmelzbarem Metall wurde durch elektrische Erhitzung auf eine Reihe von Temperaturen gebracht, welche mit dem optischen Pyrometer gemessen wurden, und für jede dieser Temperaturen wurde die von der Längeneinheit des Drahtes ausgestrahlte Gesamtenergie durch Strahlungsmessung mit der Thermosäule in absolutem Maße bestimmt. So erhielt ich eine Kurve, deren Abszisse die Temperatur, deren Ordinate die Energie pro

Centimeter und Sekunde war. Hierauf wurde derselbe Draht in dem zu untersuchenden Flammenteil ausgespannt und durch einen elektrischen Strom wiederum auf eine Reihe von Temperaturen erhitzt, welche wie vorher gemessen wurden. Aus Drahtwiderstand und Heizstromstärke war dann die jedesmal zugeführte Energie zu berechnen, und man erhielt so eine zweite Kurve, welche die in der Flamme pro Centimeter und Sekunde zugeführte Energie als Funktion der Temperatur darstellt. Der Schnittpunkt beider Kurven liegt also bei einer Temperatur, wo die vom Draht ausgestrahlte Energie gleich der elektrisch zugeführten Energie ist, d. h. wo der Draht mit der Flamme im Temperaturgleichgewicht steht.

Fig. 1 zeigt die Versuchsanordnung. Den Mittelpunkt bildet der Meßdraht *a*. Von der einen Seite (in der Figur unten) wurde seine Temperatur, von der anderen seine Ausstrahlung gemessen. Der Draht war in der Vorrichtung *b* befestigt, welche aus einem weiten Messingrohr mit zwei winkelig gebogenen Armen bestand. Diese trugen Klemmbacken mit Spannvorrichtung für den Draht sowie Einrichtungen zur Zuführung des Heizstromes.

Durch das Rohr hindurch erfolgte die Temperaturmessung mit dem optischen Pyrometer *c* von HOLBORN und KURLBAUM [1]). Da dieses vorwiegend zur Photometrierung leuchtender Flächen geeignet ist, so wurde es nicht direkt auf den Meßdraht gerichtet, sondern auf eine hinten am Rohre angebrachte Mattglasscheibe, welche von einem bestimmten, durch Diaphragmen ausgeschnittenen Stück des glühenden Drahtes beleuchtet wurde. Die Temperaturmessung geschah dann auf Grund einer Eichung dieser Anordnung, auf welche weiter unten noch kurz eingegangen werden soll.

Der Heizstrom konnte durch Widerstände *d* variiert und mittels des Amperemeters *e* gemessen werden. Zur Feststellung des Drahtwiderstandes bei den verschiedenen Temperaturen war die zwischen den Drahtenden herrschende Spannung an dem Millivoltmeter *f* abzulesen.

Die Messung der ausgestrahlten Energie geschah mittels einer RUBENSschen Thermosäule *g*. Ein zwischen ihr und dem Draht

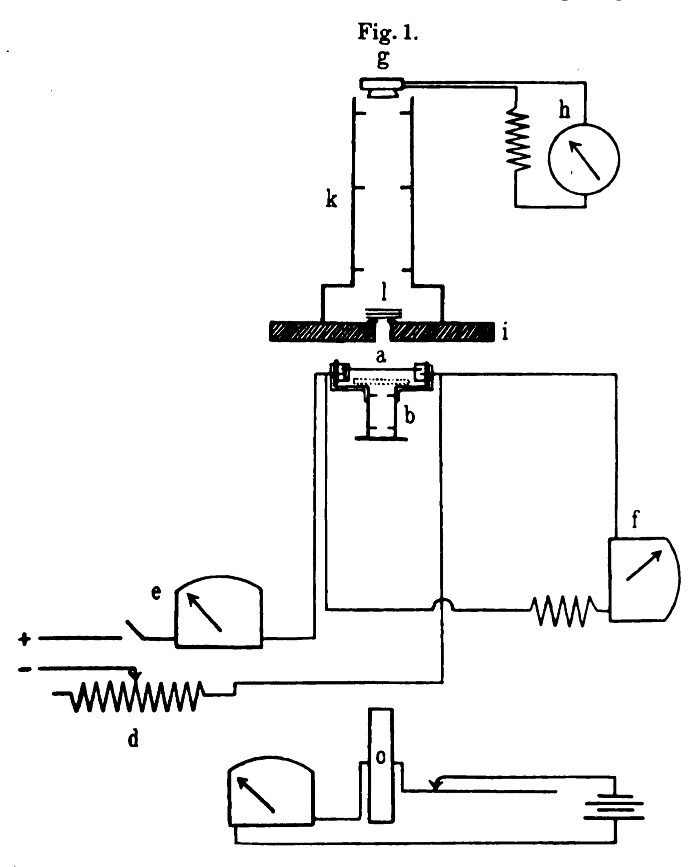
[1]) L. HOLBORN und F. KURLBAUM, Ann. d. Phys. (4) 10, 225, 1903.



angebrachtes Diaphragma sorgte dafür, daß nur der mittlere Teil des Drahtes bei der Strahlungsmessung in Wirksamkeit trat.

Der zur Untersuchung dienende Brenner war unter dem Meßdraht auf einer Gleitvorrichtung mit Millimeterteilung angebracht.

Fig. 1.



Die übrigen in der Figur gezeichneten Teile sind von untergeordneter Bedeutung.

Zunächst waren nun einige Voruntersuchungen nötig.

Um die gemessene durch Ausstrahlung verlorene Energie mit der elektrisch zugeführten vergleichen zu können, mußte die erstere in absolutem Maße bekannt sein, und dementsprechend war die Apparatur zu eichen. Dies geschah mit Hilfe des von

F. KURLBAUM[1]) bestimmten absoluten Wertes der Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers von 100°, wobei als schwarzer Vergleichskörper ein berußtes Messingrohr benutzt wurde, durch welches Wasserdampf von 100° hindurchströmte.

Hinsichtlich der optischen Temperaturmessung ist zu bemerken, daß das Pyrometer die Temperatur direkt nur für den absolut schwarzen Körper angibt, während man für einen anderen Körper zunächst nur die „schwarze Temperatur" erhält, d. h. diejenige Temperatur, bei welcher ein schwarzer Körper die Helligkeit des untersuchten haben würde. Ist aber das Emissionsvermögen des Körpers bekannt, so läßt sich mit Hilfe des Strahlungsgesetzes die wahre Temperatur aus der schwarzen bestimmen[2]). Es erschien jedoch am bequemsten und übersichtlichsten, die ganze Untersuchung zunächst mit schwarzen Temperaturen durchzuführen und die Umrechnung erst an den Schlußresultaten vorzunehmen. Bei den Messungen wurde, wie erwähnt, nicht direkt die schwarze Temperatur des Meßdrahtes, sondern die „scheinbare schwarze Temperatur" der von ihm beleuchteten Mattglasscheibe bestimmt. Zu einer Eichung der Anordnung war es nur erforderlich, für eine einzige scheinbare schwarze Temperatur der Fläche die zugehörige schwarze Drahttemperatur wirklich festzustellen, um das Helligkeitsverhältnis zu bestimmen, welches ja für alle Temperaturen dasselbe bleibt. Die schwarze Temperatur eines Drahtes läßt sich mit dem optischen Pyrometer sehr gut in folgender Weise messen. Man bringt hinter dem Draht eine Mattglasscheibe an, welche etwa durch eine Nernstlampe intensiv beleuchtet wird, und variiert die Helligkeit dieser Scheibe so lange, bis der glühende Draht auf ihr verschwindet. Dann bestimmt man mit dem optischen Pyrometer die scheinbare schwarze Temperatur der Scheibe, welche jetzt gleich der schwarzen Temperatur des Drahtes ist.

Der zu den Messungen benutzte Brenner hatte eine breite, rechteckige Öffnung (2 × 5 qcm), in welcher ein Nickelrost angebracht war. In der keilförmigen, etwa 12 cm hohen Flamme dieses Brenners fehlte der dunkle Reduktionsraum fast vollständig,

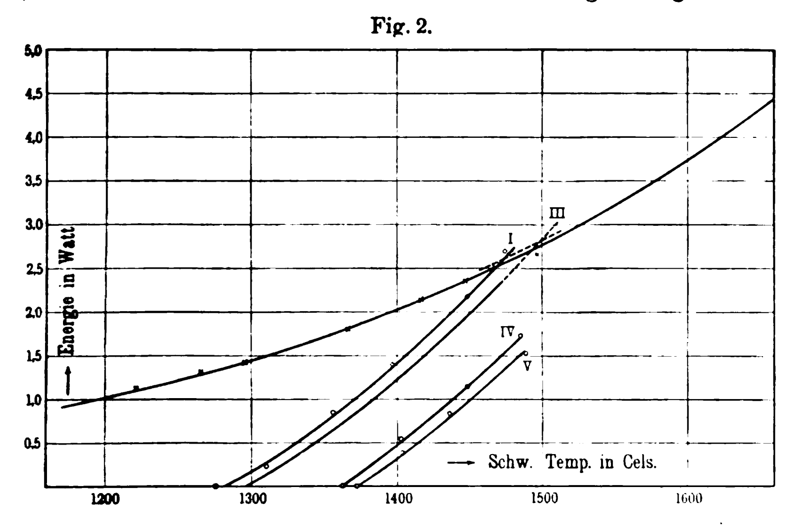
---

[1]) F. KURLBAUM, Wied. Ann. 65, 746, 1898.
[2]) Siehe L. HOLBORN u. F. HENNING, Sitzber. d. Berl. Akad. 1905, S. 311.

sein blaugrüner Saum war eben über dem Rost sichtbar. Die Temperaturbestimmungen wurden 12 mm über dem Brennerrande an fünf bis sechs Punkten des Flammenquerschnittes ausgeführt. Um auch für jeden zwischenliegenden Punkt die Temperatur zu finden, brauchte nur noch der Temperaturgang längs des Querschnittes durch relative Messungen festgestellt zu werden. So wurde unter millimeterweisem Verschieben des Brenners eine Kurve aufgenommen, welche weiter unten Verwendung finden wird.

Zu den eigentlichen Temperaturmessungen wurden zunächst 0,5 mm dicke Meßdrähte aus Platin benutzt. Fig. 2 zeigt die mit

Fig. 2.



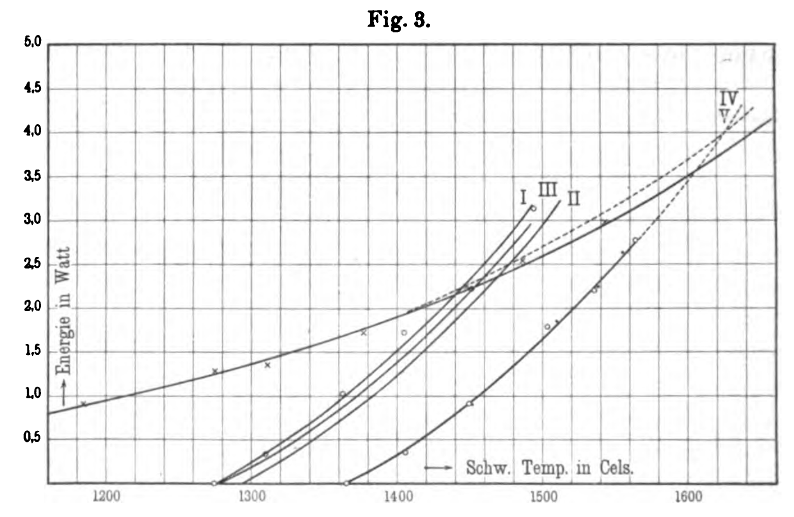
einem solchen Draht erhaltenen Kurven. Zunächst wurde eine Reihe von Punkten der Ausstrahlungskurve (Kreuze) bestimmt, welche die pro Centimeter und Sekunde vom Draht ausgestrahlte Energie als Funktion seiner schwarzen Temperatur darstellt. Es ergab sich jedesmal eine befriedigende Übereinstimmung mit der von Lummer und Kurlbaum gefundenen Tatsache, daß die Gesamtstrahlung des blanken Platins nahezu mit der fünften Potenz seiner absoluten Temperatur fortschreitet. Diese Beziehung konnte somit zur Verlängerung der Kurven über die Beobachtungstemperaturen hinaus dienen.

Nach Festlegung der Austrahlungskurven erfolgten die Messungen in den verschiedenen Punkten der Flamme. Die er-

haltenen Flammenkurven (beobachtete Punkte durch Kreise bezeichnet) zeigen die dem Draht in der Flamme pro Centimeter und Sekunde zugeführte Energie als Funktion der schwarzen Temperatur.

Endlich wurde die Ausstrahlungskurve nochmals aufgenommen. Bei Anwendung geeigneter Vorsichtsmaßregeln konnte man es dahin bringen, daß die durch Veränderungen des Drahtes während der Messung bedingte Abweichung zwischen Anfangs- und

Fig. 3.



Schlußkurve nur recht gering war. Ein Stück der Schlußkurve ist in der Figur punktiert angegeben.

Die Kurve I für die Flammenmitte schneidet die Ausstrahlungskurven etwa bei 1470° schwarzer Temperatur, was eine wahre Temperatur von etwa 1630° ergibt[1]). Ähnlich die ebenfalls im Flammeninnern aufgenommene Kurve III. Die Kurven IV und V für die Flammenränder reichen hier jedoch für die Temperaturbestimmung nicht weit genug. Es ist nämlich bei diesen Messungen nicht ratsam, die Drähte bis allzunahe an ihren Schmelzpunkt zu erhitzen. So bin ich mit den Platindrähten nur etwa bis 1650° gegangen.

---

[1]) In der neuen Temperaturskala von Holborn und Valentiner ergeben sich die Temperaturen zwischen 1600 und 1800° um etwa 20 bis 30° höher.

Um nun auch der Temperatur der Flammenränder mit den Messungen möglichst nahe zu kommen, benutzte ich noch einen Draht von gleicher Dicke aus Platinrhodium. Die mit diesem Draht erhaltenen Kurven sind in Fig. 3 dargestellt. Da vorsichtshalber die Erhitzung auch in diesem Falle nicht über 1750° getrieben wurde, so bleibt für die Flammenränder auch hier noch eine kleine Extrapolation übrig, welche aber nun mit genügender Sicherheit auszuführen ist. Die Tabelle 1 enthält die Schnittpunkte der Kurven und die daraus erhaltenen wahren Temperaturen. Dabei ist zu bemerken, daß, wie durch besondere Versuche festgestellt wurde, das Emissionsvermögen des Platinrhodiumdrahtes das gleiche war wie dasjenige des Platins, so daß die Umrechnung der schwarzen Temperatur auf die wahre in derselben Weise stattfinden konnte.

Tabelle 1.

Flammen-kurve	Schnittpunkt mit der ersten Ausstrahlungskurve	Schnittpunkt mit der zweiten Ausstrahlungskurve	Mittel	Wahre Temperatur in °C
I (Mitte) . .	1441	1445	1443	1597
II ($D = 4$ mm)	1470	1477	1474	1633
III ($D = 4$ mm)	1453	1460	1457	1612
IV (Rand) . .	1606	1625	1616	1802
V (Rand) . .	1606	1625	1616	1802

In Tabelle 2 sind die mit vier verschiedenen Drähten gefundenen Temperaturwerte zusammengestellt. Ihre Übereinstimmung darf als befriedigend gelten. Zu einer exakten Bestimmung der im Flammensaume herrschenden Maximaltemperatur haben

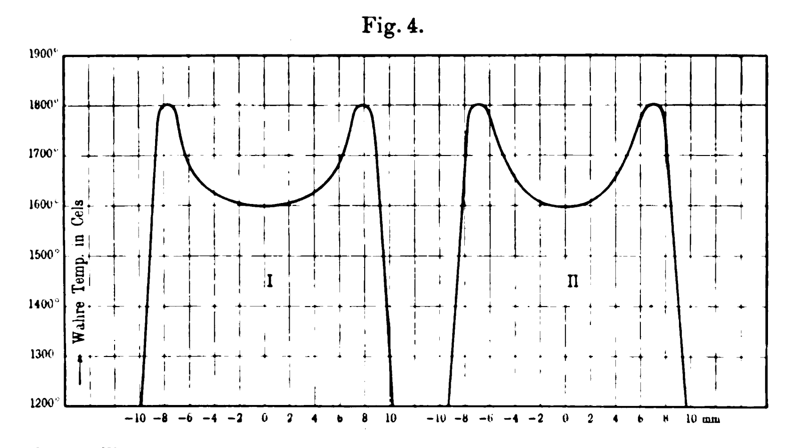
Tabelle 2.

Flammenteil	Pt I (0,5 mm)	Pt II (0,5 mm)	Pt III (0,3 mm)	Pt-Rh (0,5 mm)
Mitte	1618°	1627°	{ 1607° 1595	1597°
Zwischen Mitte u. Saum	{ 1650 1672	1636 1660	1670 1637	1633 1612
Saum	(1772)	—	—	{ 1802 1802

nur die Messungen mit dem Platinrhodiumdraht ausgereicht. Dieselben ergaben für diese Temperatur in ungefährem Einklang mit WAGGENER und BERKENBUSCH etwa 1800° C.

Mit Hilfe dieser Temperaturwerte sind auf Grund der früher festgestellten relativen Temperaturverteilung (s. oben) die Kurven I und II in Fig. 4 konstruiert worden, welche die Verteilung der

Fig. 4.



wahren Temperatur im Flammenquerschnitt darstellen, und zwar Kurve I für eine Höhe von 12 mm, Kurve II für eine solche von 25 mm über dem Brennerrande. Aus beiden Kurven ergibt sich die gleiche Durchschnittstemperatur von 1640° C.

Wir kommen jetzt auf den Hauptteil der Arbeit zurück, die

Bestimmung der Temperatur der Bunsenflamme unter Anwendung der Gesetze der reinen Temperaturstrahlung.

Den Untersuchungen liegt der folgende Gedankengang zugrunde:

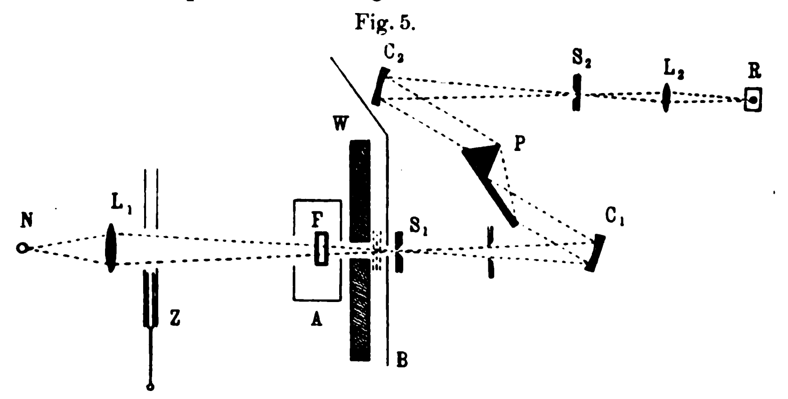
Man ermittelt in einem Punkte des ultraroten Spektrums, welcher im Gebiete einer Bande von Wasserdampf oder Kohlensäure liegt, das Absorptionsvermögen A der Flamme. Damit hat man dann zugleich ihr Emissionsvermögen an dieser Stelle relativ zum schwarzen Körper, welches nach dem KIRCHHOFFschen Gesetze ebenfalls A ist. Wird nun die von einem bestimmten, begrenzten Stück der Flamme bei der betreffenden Wellenlänge

emittierte Energie E in irgend einem Maße gemessen, so ist damit auch diejenige Energiemenge E' bestimmt, welche ein gleich großes Flächenstück eines schwarzen Körpers von der Temperatur der Flamme emittieren würde. Es ist nämlich:

$$E' = \frac{E}{A}.$$

Jetzt mißt man bei derselben Wellenlänge die Emission eines solchen Flächenstückes eines wirklich schwarzen Körpers von irgend einer bekannten Temperatur. Damit hat man einen Punkt für die PLANCKsche Isochromate, welche für jede Temperatur die entsprechende Energie in dem benutzten Maße liefert,

Fig. 5.



und man braucht jetzt nur den Punkt dieser Isochromate aufzusuchen, welcher der gefundenen Energie E' entspricht, um die Flammentemperatur zu finden.

Es handelte sich also zunächst darum, das Absorptionsvermögen der Bunsenflamme für verschiedene Wellenlängen des gewählten Spektralbereiches zwischen 2 und 6 μ zu bestimmen. In Fig. 5 ist die Versuchsanordnung dargestellt. Von dem Stift einer Nernstlampe N wurde mittels einer Steinsalzlinse L_1 ein Bild auf dem Kollimatorspalt S_1 eines Spiegelspektrometers $S_1\, C_1\, P\, C_2\, S_2$ entworfen. Durch den Schirm Z konnte der Strahlengang unterbrochen werden. Dicht vor dem Spalt war der Brenner F aufgestellt, und man konnte nun in raschem Wechsel sowohl Nernstlampe und Bunsenflamme zugleich als auch jede einzeln ins Spektrometer strahlen lassen. Die Strahlung wurde

mittels eines Flußspatprismas P zerlegt und nach dem Austritt aus dem Spektrometer durch eine Sylvinlinse L_2 auf den empfindlichen Teil des Strahlungsmessers R konzentriert. Als solcher diente mir ein Radiomikrometer nach BOYS[1]), mit dessen Herstellung ich mich vor Inangriffnahme dieser Untersuchungen auf Veranlassung von Herrn Geheimrat RUBENS beschäftigt hatte. Ein solches Instrument ist von letzterem in der Sitzung vom 4. Dezember 1908 der Gesellschaft vorgeführt worden. Es ist eine direkte Vereinigung von Thermoelement und Drehspulengalvanometer. Ein Thermoelement ist durch einen Drahtkreis geschlossen, welcher in einem Magnetfelde aufgehängt ist. Wird die eine Lötstelle durch auffallende Strahlung erwärmt, so verursacht der entstehende Thermostrom eine Drehung des Systems, welche in der üblichen Weise mit Spiegel und Skala gemessen wird.

Die Absorptionsmessungen vollzogen sich nach folgendem Schema:

Der Energiebetrag, welcher von der Nernstlampe allein auf die Lötstelle des Radiomikrometers fällt, sei E_1. Wird nun die Bunsenflamme in den Strahlengang eingeschaltet, und ist A ihr Absorptionsvermögen, so wird E_1 auf $E_1(1-A)$ reduziert, andererseits kommt die eigene Strahlung E_3 der Bunsenflamme hinzu, so daß die resultierende Energie $E_2 = E_1(1-A) + E_3$ wird. E_3 wird nun für sich bestimmt und man erhält für die Absorption:

$$A = \frac{E_1 - (E_2 - E_3)}{E_1}.$$

Dabei ist vorausgesetzt worden, daß die Flamme keine Strahlung reflektiert.

Da es sehr wesentlich ist, den Gehalt der Zimmerluft an Kohlensäure und Wasserdampf während einer Messungsreihe nach Möglichkeit konstant zu halten, wurden die Flammengase durch einen Schlot ins Freie abgeführt.

Das Absorptionsvermögen der Flamme wurde nun in der beschriebenen Art mit einem Brenner sowie auch mit zwei hintereinandergesetzten Brennern für eine Reihe von Wellenlängen bestimmt. Fig. 6 zeigt die so erhaltenen Absorptionskurven, I für einen, II für zwei Brenner. Die schwächere Bande rührt von

---

[1]) C. V. BOYS, Proc. Roy. Soc. **42**, 189, 1887; Phil. Trans. **180**, 159, 1890.

Kohlensäure und Wasserdampf, die starke nur von Kohlensäure her. In letzterer erreicht die Absorption bei einem Brenner 19 Proz., bei zwei Brennern 33 Proz.

Fig. 6.

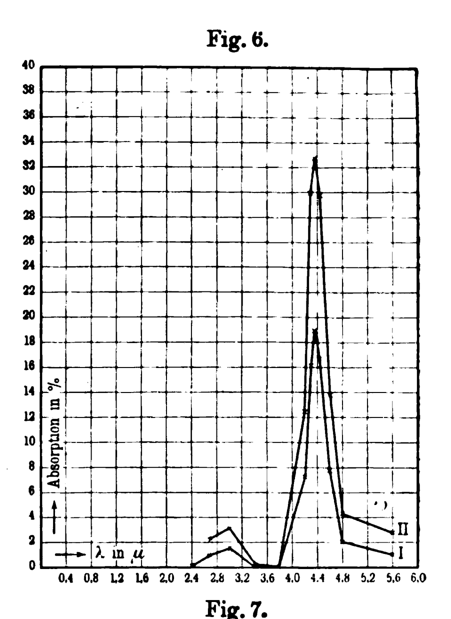
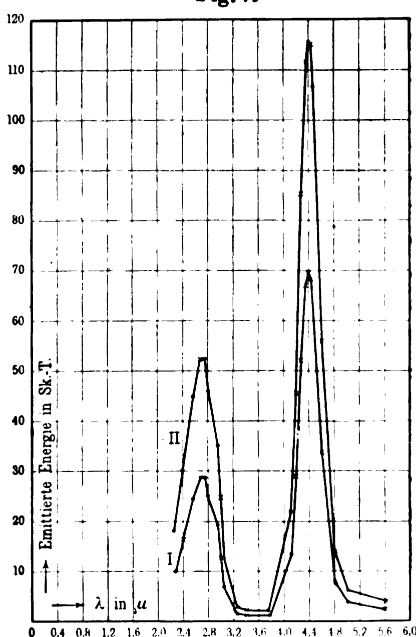


Fig. 7.



Bei den Absorptionsmessungen ergab sich jedesmal auch die Emission der Flamme bei der betreffenden Wellenlänge (der Energiebetrag E_3, s. oben), und man erhielt so gleichzeitig die in Fig. 7 dargestellten Energiekurven. Bemerkenswert ist hier der schon von PASCHEN hervorgehobene Umstand, daß die Maxima der Banden, wie dies hier besonders deutlich bei der starken CO_2-Bande hervortritt, in Emission und Absorption nicht ganz zusammenfallen. Im ersteren Falle haben wir das Maximum bei 4,40 μ, im letzteren bei 4,35 μ. Diese Verschiebung hat ihre Ursache in der von PASCHEN zuerst beobachteten Veränderlichkeit der Lage der Kohlensäuremaxima mit der Temperatur. Durch die kalte Kohlensäure der Luft, welche vorzugsweise bei kürzeren Wellen absorbiert als die heiße der Flamme, wird

von dem kurzwelligen Teile der Emissionsbande etwas fortgenommen.

Nach Beendigung der Absorptionsmessungen war es noch erforderlich, die Emission des Bunsenbrenners mit derjenigen eines schwarzen Körpers von bekannter Temperatur zu vergleichen. Zu diesem Zwecke wurde nach einem dem LUMMER-KURLBAUMschen ähnlichen Prinzip ein solcher Körper hergestellt, welcher in einem elektrischen Ofen bis auf etwa 1000° C erhitzt werden konnte. Auf Grund von Strahlungsmessungen mit diesem Körper wurden für eine Anzahl von Wellenlängen, bei welchen vorher auch Absorptionsmessungen stattgefunden hatten, die Isochromaten nach der PLANCKschen Formel konstruiert.

Jetzt erfolgte die Temperaturbestimmung in der oben angegebenen Weise. Der Ausschlag der Bunsenflamme, dividiert durch die Absorption, ergab den Ausschlag des gleichtemperierten schwarzen Körpers, und dieser Ausschlag wurde in die betreffende Isochromate eingepaßt. In der Tabelle 3 sind die bei fünf verschiedenen Wellenlängen mit einem und mit zwei Brennern erhaltenen Temperaturwerte zusammengestellt. Dabei ist zu bedenken, daß sich die fünf untersuchten Wellenlängen in sehr verschiedenem Maße zur Temperaturbestimmung eignen, wie ein Blick auf die Absorptions- und Emissionskurven ohne weiteres erkennen läßt. Die zuverlässigsten Werte werden wir sicherlich bei 4,39 μ zu erwarten haben, da hier einerseits die Absorption groß genug ist, um hinreichend genau bestimmt werden zu können, andererseits eine kleine Änderung der Wellenlänge an dieser Stelle wenig ausmacht. Letzteres ist z. B. nicht der Fall bei 4,21 μ und 4,60 μ, wo die Kurven zu steil abfallen, um zuverlässige

Tabelle 3.

λ in μ	1 Bunsenbrenner			2 Bunsenbrenner		
	log E	$\frac{1}{T_{abs}} \cdot 10^4$	T in °C	*log E*	$\frac{1}{T_{abs}} \cdot 10^4$	T in °C
2,68	3,949	4,558	(1921)	3,847	4,958	1744
3,00	3,709	5,081	1695	3,694	5,147	1670
4,21	3,409	4,613	1895	3,376	4,789	1815
4,39	3,267	5,097	1689	3,240	5,252	1631
4,60	3,253	4,829	1798	3,214	5,056	1705

Resultate erwarten zu lassen. In der schwächeren Bande ist wegen der Kleinheit der Absorption die Genauigkeit ebenfalls geringer, dennoch erhielt ich hier ziemlich übereinstimmende Werte mit Ausnahme des in der Tabelle eingeklammerten, wo die Absorption aber auch noch nicht 1 Proz. betrug.

Trotz dieser teilweise vorhandenen Unsicherheit können wir aber mit Hilfe der gewonnenen Resultate feststellen, worauf es uns hier vor allem ankommt, nämlich ob die Gesetze der Strahlung eines schwarzen Körpers, wie sie durch die Planckѕche Formel dargestellt werden, auf die Bunsenflamme anwendbar sind. Zu diesem Zwecke ziehen wir das Resultat der vorigen Untersuchung (siehe oben) heran. Dort ergab sich auf einem ganz anderen Wege für die Flamme eine Durchschnittstemperatur von 1640° C. Mit dieser ist nun die Berechnung rückwärts angestellt, d. h. aus Temperatur und Emission unter Anwendung der Strahlungsgesetze die Absorption berechnet worden. In Tabelle 4 sind die so erhaltenen Absorptionen den beobachteten gegenübergestellt. Zwischen beiden ist eine so weitgehende Übereinstimmung vorhanden, **daß wir tatsächlich die Gesetze der reinen Temperaturstrahlung innerhalb der Fehlergrenze bestätigt finden.**

Tabelle 4.

λ in μ	1 Bunsenbrenner		2 Bunsenbrenner	
	Absorpt. ber.	Absorpt. beob.	Absorpt. ber.	Absorpt. beob.
2,68	1,45 Proz.	0,97 Proz.	2,62 Proz.	2,22 Proz.
3,00	1,65 „	1,54 „	3,22 „	3,11 „
4,21	9,87 „	7,28 „	14,88 „	12,43 „
4,39	19,21 „	18,14 „	31,98 „	32,2 „
4,60	8,93 „	7,74 „	14,58 „	13,82 „

Es läßt sich aber trotzdem noch nicht behaupten, daß die beobachteten Erscheinungen die Annahme reiner Temperaturstrahlung rechtfertigen. Denn der eigentümliche, diskontinuierliche Bau der Banden deutet stark auf Lumineszenzvorgänge hin. Einen Ausweg aus dieser Schwierigkeit dürfte man vielleicht in der Annahme finden, daß die ursprüngliche Erregung der Strah-

lung zwar durch Lumineszenz geschieht, daß aber die Stärke der Strahlung durch die Temperatur der Umgebung bedingt wird, daß sich mit anderen Worten in diesem Falle Lumineszenz und Temperaturstrahlung in ein gewisses Gleichgewicht setzen.

Für die Durchschnittstemperatur der untersuchten Bunsenflamme ergaben die zuverlässigsten (in Tabelle 3 unterstrichenen) Messungen als Mittel 1670° C, in guter Übereinstimmung mit dem Resultate der ersten Arbeit.

Gleichzeitig mit meinen Untersuchungen sind nach dem gleichen Prinzip Temperaturmessungen im Gebiete der Reststrahlen des Flußspats von Herrn E. BAUER ausgeführt worden.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. | 15. März 1909. | Nr. 4/5.

Sitzung vom 5. Februar 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **H. Schering** spricht über die
Messung schwacher Wechselströme.

Sodann berichtet Hr. **O. v. Baeyer**
über eine Methode zur Vermehrung der Helligkeit und Schärfe der Interferenzstreifen an planparallelen Platten.

Im Anschluß hieran macht Hr. **E. Gehrcke** einige Bemerkungen
über ein planparalleles Interferenzprisma.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Dr. A. WERNER, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 8/12.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)
Hr. Dr. E. L. LEDERER, Assistent am Physikalischen Institut Czernowitz.
(Vorgeschlagen durch Hrn. J. v. GEITLER.)

Sitzung vom 19. Februar 1909.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. **A. Wehnelt** berichtet

1. Über die Energie der Elektronen-Emission (nach gemeinsam mit Hrn. F. Jentzsch angestellten Versuchen).

2. Ein einfacher Apparat zur Demonstration der Magnetisierungs- und Hysteresiskurven.

Sodann berichtet Hr. **W. Nernst**

über die trocknende Kraft der galvanischen Endosmose.

Endlich legt Hr. **H. Fricke** eine Mitteilung

über die Möglichkeit elastischer Transversalwellen in Flüssigkeiten und Gasen

vor.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft ist endlich eine Mitteilung von Hrn. **Robert Fürstenau** eingegangen, betitelt:

Nachtrag zu der Mitteilung über die Abhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase von der Temperatur.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. J. Disch, Charlottenburg 1, Rosinenstr. 6.

(Vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)

Über die Energie der Elektronenemission [1]; *von A. Wehnelt und F. Jentzsch.*

(Vorgetragen in der Sitzung am 19. Februar 1909.)
(Vgl. oben S. 104.)

Erhitzt man Kohle, Metalle oder Metalloxyde im Vakuum, so senden dieselben bekanntlich negative Elektronen aus, die durch ein elektrisches Feld geeigneter Richtung und Stärke von dem heißen Körper entfernt werden können. Die entweichenden Elektronen entführen ihm eine Energiemenge U, die durch die Gleichung [2]

$$U = N[\Phi + 2RT] \tag{1}$$

gegeben ist. Hierin bedeutet N die Zahl der ausgesandten Elektronen, Φ die Arbeit eines Elektrons beim Durchdringen der Oberfläche, R die Gaskonstante eines Elektrons und T die absolute Temperatur.

Durch diese Energieentziehung muß sich der erhitzte Körper abkühlen. Soll die Temperatur hingegen konstant gehalten werden, so muß dem Körper mehr Energie zugeführt werden, wenn er Elektronen emittiert, als wenn dies nicht der Fall ist.

Die Energie der Elektronenemission [3]) an einem elektrisch geglühten, mit CaO überzogenen Platindraht qualitiv nachzuweisen, gelang uns bereits früher. Im folgenden wollen wir kurz über Versuche zur quantitativen Bestimmung der Energie berichten.

Versuchsanordnung.

Der die Elektronen emittierende Körper bestand aus einem mit CaO überzogenen Platindraht, der in der Achse eines Metallzylinders ausgespannt war. Draht und Zylinder, zwischen denen passende Potentialdifferenzen erzeugt werden konnten, befanden sich in einem hoch evakuierten Glasgefäß. Der Draht bildete

---

[1]) Auszug aus einer demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinenden Abhandlung.
[2]) O. W. Richardson, Phil. Trans. (A) 201, 502, 1903.
[3]) A. Wehnelt u. F. Jentzsch, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 610—613, 1908.

den einen Zweig einer sehr empfindlichen WHEATSTONEschen Brückenanordnung, die eine genaue Konstanthaltung der Temperatur während der Messung gestattete. Die Stromstärke zur Erhitzung des Drahtes, „die Heizstromstärke“, wurde durch Kompensation an einem im Stromkreise liegenden Normalwiderstande von 1 Ohm gemessen.

Ist J_1 die Heizstromstärke ohne, J_2 diejenige mit Elektronenemission, während die Temperatur und damit der Widerstand $W_{(T)}$ des Drahtes konstant gehalten wird, so ist die Energie der Elektronenemission

$$U = W_{(T)}(J_2^2 - J_1^2). \tag{2}$$

Bei hohen Temperaturen ist die Energie, wie RICHARDSON[1]) für reines Platin und JENTZSCH[2]) für CaO berechnet hat, sehr groß, so daß J_2 bedeutend größer als J_1 ist. Nun geben aber alle Körper bei hohen Temperaturen im Vakuum so viel Gas ab, daß der Druck nicht sehr tief zu halten ist. Dann aber ionisieren die Elektronen durch Stoß. Die dabei erzeugten positiven Ionen fliegen dabei auf den Draht zu und erwärmen denselben unter Abgabe ihrer Energie. Dieser Effekt überdeckt dann den zu erwartenden.

Bei niedrigeren Temperaturen (900 bis 1200° C) treten diese Schwierigkeiten in weit geringerem Maße auf, aber die Energie der Elektronenemission ist hierbei nur gering, und man muß empfindliche Meßmethoden benutzen, um die geringen Änderungen der Heizstromstärke mit und ohne Elektronenemission noch messend verfolgen zu können.

Sind J_1 und J_2 nur wenig voneinander unterschieden, so kann man statt Gleichung 2) schreiben:

$$U = W_{(T)} 2 J (\varDelta J), \tag{3}$$

wo $\varDelta J$ die zu beobachtende Stromstärkeänderung ist.

Aus Gleichung 1) und 3) folgt

$$\varDelta J = \frac{N}{2 J W_{(T)}} [\Phi + 2 R T].$$

Nimmt man an, daß die Arbeit Φ eines Elektrons im Durchsetzen einer Oberflächenschicht $\delta \varphi$ an der Oberfläche des glühen-

[1]) O. W. RICHARDSON, l. c., S. 548.

[2]) F. JENTZSCH, Ann. d. Phys. (4) 27, 155, 1908.

den Leiters besteht, also $\Phi = \varepsilon . \delta \varphi$, und führen wir noch den Sättigungsstrom $S = N . \varepsilon$ ein, so wird aus dieser Gleichung

$$\Delta J = \frac{S}{2 J W_{(T)}} \left[\delta \varphi + 2 \frac{R}{\varepsilon} T\right]. \qquad 4)$$

Resultate.

T^0 Celsius	$\Delta J_{ber.}$ für $\delta \varphi = 3{,}48$ Volt Ampere	$\Delta J_{beob.}$ Ampere	$\frac{\Delta J_{beob.}}{\Delta J_{ber.}}$ für $\delta \varphi = 3{,}48$ Volt
951°	$0{,}237 . 10^{-4}$	$1{,}39 . 10^{-4}$	5,87
	0,231	1,42	6,15
	0,225	1,14	5,07
	0,215	1,31	6,12
	0,189	1,24	6,58
	0,189	1,33	7,06
995	0,533	2,9	5,43
	0.499	2,55	5,10
	0,471	2,15	4,57
	0,445	1,98	4,45
	0,419	2.27	5,42
	0,400	1.77	4,42
	0,391	1,74	4,45
1046	0,566	3.75	6.63
	0,582	3,47	5,97
	0,627	3,85	6,14
	0,64	3,81	5,95
1100	2,61	5,0	1,92
	2,54	6,4	2,53
	2,65	4.57	1,73
	2,65	5,77	2,18
1183	3,55	5,7	1,61
	3,48	8,6	2,47
	3,62	5.4	1,5
1200	8,77	31,5	3,59
	8,21	28,5	3,47
	8,10	25	3,09
	7,78	27,3	3,51

In der vorstehenden Tabelle sind die Ergebnisse unserer Messungen enthalten. In der ersten Reihe sind die benutzten Temperaturen in Celsiusgraden verzeichnet. Dann folgen die aus Gleichung 4) berechneten, dann die beobachteten Werte von ΔJ. In der letzten Reihe befinden sich die Quotienten aus den beobachteten und berechneten Werten von ΔJ.

Für $\delta\varphi$ haben wir den von F. JENTZSCH [1]) für CaO gefundenen Wert $\delta\varphi = 3{,}48$ Volt benutzt.

Die beobachteten Werte von ΔJ sind stets größer als die berechneten, wie die Tabelle zeigt. Das Verhältnis beider nimmt mit wachsender Temperatur ab. Letzteres ist nach den obigen Ausführungen verständlich, da mit wachsender Temperatur das Vakuum schlechter wird, und dadurch das gemessene J zu klein ausfällt.

Die Messungen haben also den theoretisch geforderten Effekt zwar ergeben, jedoch ist die quantitative Übereinstimmung recht wenig befriedigend. Eine Ursache dafür vermögen wir einstweilen nicht anzugeben.

---

[1]) F. JENTZSCH, l. c., S. 148.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1909.

Ein einfacher Apparat zur Demonstration der Magnetisierungs- und Hysteresiskurven;

von A. Wehnelt.

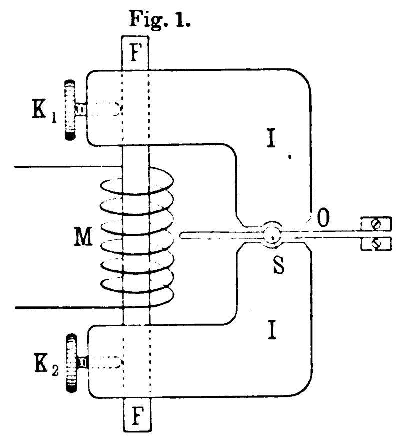
(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Februar 1909.)

(Vgl. oben S. 104.)

Die Demonstration der Magnetisierungs- und Hysteresiskurven bereitet im Unterricht mancherlei Schwierigkeiten. Die wohl hauptsächlich benutzte Methode mit Hilfe der BRAUNschen Röhre leidet an der Kleinheit der erhaltenen Kurven, so daß sie für größere Auditorien nicht in Betracht kommt. Spezielle für diesen Zweck konstruierte Apparate, wie z. B. der von EWING[1]), scheinen keine größere Verbreitung gefunden zu haben.

Unter der Annahme, daß es manchem willkommen sein wird, eine einfache Methode zur Demonstration der Hysteresiskurven kennen zu lernen, will ich hier einen Apparat beschreiben, den ich mir für meine Vorlesung gebaut habe und bereits seit mehreren Semestern benutze.

Fig. 1.



Der Apparat ist im wesentlichen dem KOEPSELschen[2]) nachgebildet, aber kleiner und dem Zweck entsprechend einfacher ausgeführt.

Fig. 1 zeigt eine Skizze des Apparates. *F* ist der auf seine magnetischen Eigenschaften zu untersuchende Stab aus Eisen, Stahl oder einem anderen magnetisierbaren Material. Derselbe ist eingespannt in ein bei *O* durch einen schmalen Luftspalt

---

[1]) EWING, Elektrotechn. ZS. 13, 516, 712, 1892 und 14, 451, 1893.

[2]) KOEPSEL, Verh. d. Phys. Ges. zu Berlin, 2. März 1894, ZS. f. Instr. 14, 391, 1894.

unterbrochenes Joch J aus weichem Schmiedeeisen von sehr viel größerem Querschnitt als der des „Prüfstabes“ F. K_1 und K_2 sind Schrauben, die F im Joch festhalten und für einen genügenden magnetischen Kontakt zwischen F und J sorgen. Um F ist die Magnetisierungsspule M gewickelt und derart an J befestigt, daß F leicht ausgewechselt werden kann.

In dem Luftschlitz O des Joches befindet sich eine ganz schwach gespannte Oszillographenschleife aus Bronzeband, auf die ein kleiner kreisrunder Spiegel S von 4 mm Durchmesser geklebt ist. Um Platz für den Spiegel zu schaffen, sind die Enden des Joches entsprechend ausgefeilt.

Sendet man durch die Oszillographenschleife einen schwachen konstanten Gleichstrom und durch M einen von Null an wachsenden Strom, so erfährt der Spiegel S eine Ablenkung, die (wenigstens angenähert) proportional der Induktion B in dem Prüfstab ist.

Die Drehachse des Spiegels S stelle man horizontal und lasse einen intensiven Lichtstrahl auf ihn fallen. Den von S reflektierten Strahl lasse man auf den Spiegel eines recht nahe aufgestellten Drehspulgalvanometers (mit senkrechter Drehachse) fallen, das mit passendem Nebenschluß versehen in den Stromkreis der Magnetisierungsspule mit eingeschaltet ist. Den vom Galvanometerspiegel reflektierten Strahl fange man auf einem einige Meter entfernt aufgestellten Projektionsschirm auf.

Sendet man einen von Null an wachsenden Strom durch die Magnetisierungsspule M und das Galvanometer, so wird letzteres Ausschläge in horizontaler Richtung geben, die proportional der Stärke H des magnetisierenden Feldes wird. Da aber gleichzeitig der Lichtstrahl durch den Spiegel S eine senkrechte Ablenkung erfährt, die proportional der Induktion B ist, so erhält man auf dem Projektionsschirm die Magnetisierungskurve des benutzten Stabes.

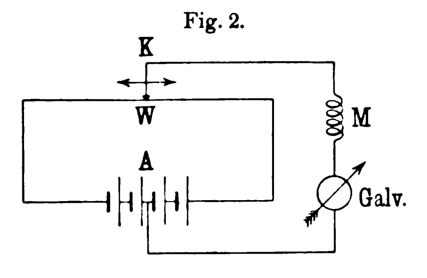
Unterwirft man den Stab einer cyklischen Magnetisierung, so erhält man auf dem Schirm die Hysteresiskurve des betreffenden Materials. Nimmt man das Licht einer Bogenlampe zur Darstellung der Kurven, so läßt sich leicht eine solche Helligkeit erreichen, daß der Lichtfleck auf der grauen Schiefertafel deutlich zu erkennen ist. Man kann dann den Weg des Lichtbildes

auf der Tafel mit Kreide gleich nachzeichnen. Die charakteristischen Unterschiede der Hysteresiskurven von Eisen und Stahl kommen sehr gut zum Ausdruck. Die Kurven kann man mit Leichtigkeit in einer Größe darstellen, die für das größte Auditorium ausreicht.

Zur Ausführung der cyklischen Magnetisierung benutze ich folgende Schaltung (Fig. 2).

Eine Batterie *A* von vier Akkumulatoren ist durch einen Schieberheostat *W* von 10 Ω Widerstand geschlossen. Vom Schiebekontakt *K* aus geht eine Leitung zur Magnetisierungsspule *M* des Apparates, zum Galvanometer und von da zur Mitte der Batterie *A*. Steht *K* gerade in der Mitte von *W*, so ist die Stromstärke im Kreise *M* — Galvanometer gleich Null. Verschiebt man *K* langsam nach links oder rechts, so wird *M* und das Galvanometer von einem langsam wachsenden Strome in einem oder im entgegengesetzten Sinne durchflossen, wie es zur Ausführung der cyklischen Magnetisierung erforderlich ist.

Fig. 2.



Die Ausführung des Apparates hat die Aktiengesellschaft Siemens u. Halske, Berlin-Nonnendamm übernommen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1909.

Über die trocknende Kraft der galvanischen Endosmose;

von W. Nernst.

(Aus dem Institut f. physikal. Chemie an der Universität Berlin.)

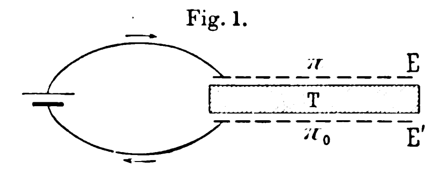
(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Februar 1909.)

(Vgl. oben S. 104.)

Die Erscheinung der Endosmose besteht bekanntlich darin, daß der galvanische Strom durch poröse Nichtleiter Flüssigkeiten zu transportieren vermag. In neuerer Zeit hat dieses Phänomen auch ein technisches Interesse gewonnen, indem man in origineller Weise versucht hat, Torf und ähnlichen porösen Substanzen das Wasser durch Endosmose zu entziehen[1]).

Schon vor längerer Zeit haben Prof. A. COEHN und ich die trocknende Wirkung einer Anordnung versucht, bei der in Abänderung des vom Grafen SCHWERIN benutzten Verfahrens die zu trocknende Substanz außerhalb der Stromlinien sich befand und die endosmotische Trocknung auf einen beliebig zu wählenden porösen Nichtleiter ausgeübt wurde. Wenn man z. B. eine feuchte poröse Tonplatte T (Fig. 1) mit zwei gitterförmigen Elektroden EE' versieht, so bemerkt man sofort, wie nach Anlegen einer geeigneten Spannung die obere Seite trocken wird, während unten Wasser herausquillt; bringt man die zu trocknende Substanz oben auf die Platte, so wird sie ihre Feuchtigkeit an letztere abgeben und so getrocknet werden. Immerhin aber erwies sich die wasserziehende Kraft der endosmotisch getrockneten Tonplatte gering; es war z. B. nicht möglich, pflanzlichen Zellen (Kartoffelmehl, Rübenschnitzel) merkliche Mengen Wasser zu entziehen.

Fig. 1.



---

[1]) Graf v. SCHWERIN, ZS. f. Elektrochemie 9, 739, 1903.

Ich habe mir nun die Frage vorgelegt, wie die trocknende Wirkung der Endosmose zu bestimmen ist; merkwürdigerweise scheint man diesen Punkt noch nicht untersucht zu haben, obwohl er in theoretischer wie praktischer Hinsicht offenbar von ausschlaggebender Bedeutung ist.

§ 1. Offenbar ist, wie bei jedem Trockenmittel, die Dampfspannung des Wassers auch hier maßgebend; während auf der unteren Seite der Tonplatte (Fig. 1) der Dampfdruck des Wassers bei der betreffenden Temperatur π_0 herrscht, wird infolge des Fortführens von Wasser durch den Strom oben ein kleinerer Dampfdruck π vorhanden sein. Wenn der Strom 1 pro Sekunde ν Mole Wasser mit sich führt, so beträgt die in der Tonplatte geleistete elektrische Arbeit E und die Trocknungsarbeit A pro Zeiteinheit bei der absoluten Temperatur T:

$$E = i\varepsilon, \quad A = \nu R T \ln \frac{\pi_0}{\pi} \qquad 1)$$

(ε Elektrodenspannung, R Gaskonstante).

Damit ersteht zugleich die Aufgabe, π zu messen. Herr Dr. Brill übernahm es, diese Versuche auszuführen; es ergab sich, daß π_0 und π höchstens um kleine Bruchteile eines Prozents voneinander verschieden sind, d. h. daß die trocknende Kraft der Endosmose überaus klein ist. § 2 enthält den Bericht des Herrn Brill.

§ 2. „Die benutzte Versuchsanordnung war eine sehr einfache: Die Luft wurde zunächst in einem Dreikugelrohr, das mit feuchtem Filtrierpapier gefüllt war, und durch Hinüberstreichen über destilliertes Wasser mit Wasserdampf gesättigt. So gelangte die Luft in ein 63 cm langes Tonrohr von 19 mm innerem und 23 mm äußerem Durchmesser, das von der Kgl. Porzellanmanufaktur in Berlin bezogen war. An dieses Tonrohr waren an jedem Ende je ein kurzes Glasrohr angekittet, um Kautschukpfropfen zur weiteren Verbindung einzudichten. Im Innern des Rohres befand sich eine Bleispirale, die sich an die Innenwand des Rohres anlegte, als positive Elektrode, und isoliert davon wurde außen um das Tonrohr Bleidraht als negative Elektrode gewickelt. Um wohldefinierte Verhältnisse zu haben, wurde das Tonrohr stets außen durch Filtrierpapier, das in Bechergläser mit destilliertem Wasser tauchte, feucht gehalten.

Von diesem Tonrohr aus gelangte die Luft in einen genau gewogenen Absorptionsapparat, der mit konzentrierter H_2SO_4 gefüllt war und schließlich in eine Schutzwaschflasche, die gleichfalls konzentrierte H_2SO_4 enthielt. Durch eine MARIOTTEsche Flasche konnten genau gemessene Luftmengen langsam durch die ganze Apparatur angesaugt werden.

Es wurde nun so verfahren, daß, nachdem die Anordnung auf ihre Dichtheit geprüft war, zunächst ohne Anlegung einer Spannung eine genau gemessene Luftmenge langsam durchgesaugt wurde und die im H_2SO_4-Apparat aufgefangene Wassermenge gewogen wurde. Sodann wurde, ohne die Apparatur zu verändern, an die Elektroden eine bestimmte Spannung angelegt und nach Durchleiten der gleichen Luftmenge die nunmehr noch in der Luft vorhanden gewesene Menge Wasser durch Wägung im H_2SO_4-Rohr bestimmt.

Die Differenz mußte die durch die endosmotische Trocknung entfernte Wassermenge ergeben; eine trocknende Wirkung ließ sich jedoch nicht nachweisen, obwohl eine Spannung bis 60 Volt angelegt wurde.

Da das Tonrohr sich merklich erwärmte, so wurde statt desselben bei weiteren Versuchen ein Tonteller benutzt von 24 cm oberem Durchmesser und 3,5 mm starker Wandung. Dieser Tonteller war oben durch eine abgeschliffene und sorgfältig aufgekittete Glasplatte geschlossen, die erlaubte, die Vorgänge im Innern zu beobachten, während an den Seitenwänden zwei Glasröhren zur Verbindung mit den anderen Apparaten angebracht waren.

Der Tonteller wurde auf ein Bleigitter gestellt, das als negative Elektrode fungierte, während im Innern ein Silberdrahtnetz als positive Elektrode durch Korke an den Boden gepreßt wurde. Außerdem befand sich in dem Tonteller noch ein kleines Thermometer, das in $^1/_5{}^0$ C eingeteilt war und erlaubte, auch kleine Änderungen der Temperatur des Tellers sicher zu konstatieren. Auch der Tonteller wurde außen feucht gehalten.

Bei diesen Versuchen wurde eine Spannung von 50 Volt angelegt, wobei ein Strom von 0,05 Amp. durch den Tonboden ging. Unter diesen Verhältnissen zeigte das Thermometer keine Erwärmung an, und da auch die Temperatur des Raumes, in dem

gearbeitet wurde, dieselbe blieb, so konnten diese Versuche tatsächlich als ausschlaggebend betrachtet werden.

Die Resultate dieser Versuche sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Luft Liter	*a* Wasser ohne Spannung g	*b* Wasser bei angelegten 60 Volt g	*a* — *b* g
2,5	0,0400	0,0396	+ 0,0004
1,8	0,0241	0,0243	— 0,0002
1,8	0,0298	0,0306	— 0,0008
3	0,0487	0,0485	+ 0,0002
3	0,0472	0,0475	— 0,0003
2	0,0347	0,0343	+ 0,0004
Summa:	0,2245	0,2248	— 0,0003

Die Zahlen der letzten Kolumne bleiben unterhalb der Versuchsfehler und es ergibt sich also, daß die angelegte Spannung keine Trocknung der eingeleiteten Luft ergab.

Aus diesen Resultaten dürfte hervorgehen, daß die bei der elektrischen Endosmose auftretenden Kräfte wohl genügen, um mechanisch lose beigemengtes Wasser zu entfernen, nicht aber, um wirklich zu trocknen, und man sollte für diese Verfahren den Namen „endosmotische Trocknung" vermeiden."

§ 3. Nachdem es sich so als untunlich herausgestellt hatte, direkt die trocknende Kraft der Endosmose zu messen, suchte ich einen indirekten Weg zur Lösung der Aufgabe. Es ergab sich nun, daß sich die Trocknungsarbeit aus der von vielen Autoren gemessenen endosmotischen Steighöhe ableiten läßt.

Fig. 2.

π

T

Um diese Beziehung zu finden, betrachten wir am einfachsten eine bereits von MAGNUS (1827), später von E. ASKENASY[1]) benutzte Versuchsanordnung. Eine Tonplatte *T* (Fig. 2) ist unten von Wasser bespült; oben wird durch geeignete Trockenmittel (z. B. eine mäßig konzentrierte Lösung, die sich in der Nähe befindet)

[1]) Verh. d. med. naturhist. Vereins Heidelberg V, 1896.

der Dampfdruck auf einen Wert π erhalten. Es muß sich dann ein Gleichgewicht einstellen, indem durch die Tonplatte Wasser so lange verdunstet, bis eine gewisse Steighöhe des dem Wasser folgenden Quecksilbers erreicht ist.

Die Theorie dieser Erscheinung liefert folgende von mir[1]) gegebene Formel:

$$P = \frac{S}{M} \, R \, T \, ln \, \frac{\pi_0}{\pi};$$

darin ist P der Unterdruck auf der unteren Seite der Tonplatte, M das Molekulargewicht des Wasserdampfes und S das spezifische Gewicht des Wassers; es ergibt sich übrigens P gleich dem osmotischen Druck einer Lösung von der Dampfspannung π. Drücken wir P in Atmosphären aus, so wird (l. c., S. 139):

$$P = \frac{82{,}1 \, T}{18} \, ln \, \frac{\pi_0}{\pi} \tag{2}$$

Offenbar muß diese Steighöhe gerade kompensiert werden, wenn eine entsprechende Trocknung der oberen Seite der Platte durch den Strom erfolgt, so daß Gleichung 2) zugleich die endosmotische Steighöhe ergibt[2]). Bei Zimmertemperatur ($T = 290$) muß P 1,32 Atm. betragen, damit π um 1 Promille gegen π_0 verkleinert wird; die in der Literatur angegebenen endosmotischen Steighöhen sind aber erheblich kleiner. Es ergibt sich also in Übereinstimmung mit den direkten Messungen des Herrn Brill auch auf diesem Wege eine überaus geringe trocknende Kraft der Endosmose.

In Pflanzenzellen herrscht ein osmotischer Druck von 4 bis 6 Atm.; so erklärt sich also auch die oben mitgeteilte Beobachtung, daß es nicht möglich war, mit der Tonplatte pflanzliche Produkte endosmotisch zu trocknen. — Daß A neben E (Gleichung 1) ganz

---

[1]) Nernst, Theoret. Chem., 5. Aufl., S. 158 ff.

[2]) In der üblichen (prinzipiell nicht verschiedenen) Versuchsanordnung wird bei endosmotischen Versuchen allerdings die obere Seite der Platte feucht gehalten, so daß ein Überdruck auf der anderen Seite entsteht; letzterem entspricht daselbst ein durch die Gleichung $\frac{\pi_0}{\pi} = \frac{\pi^1}{\pi_0}$ gegebenes Anwachsen der Spannung π^1; es tritt mit anderen Worten die von Le Chatelier zuerst entwickelte Vermehrung des Dampfdruckes gepreßter Flüssigkeiten auf (vgl. hierzu Nernst, Theoret. Chem., S. 664).

verschwindet, d. h. daß der Nutzeffekt der endosmotischen Trocknung sehr bescheiden ist, lehrt eine einfache Überschlagsrechnung[1]).

---

[1]) Nach Graf SCHWERIN (l. c.) gebraucht man zur Entfernung von 1 cbm Wasser aus Torf etwa 14 Kilowattstunden $= 1{,}3 \, . \, 10^7$ cal; nehmen wir an, daß für das zu entfernende Wasser $\frac{\pi_0 - \pi}{\pi_0} = 0{,}001$ wäre (wahrscheinlich ist die Dampfdruckerniedrigung noch kleiner), so wäre die Trocknungsarbeit $\frac{10^6}{18} \cdot \frac{2\,T}{1000} = 3{,}2 \, . \, 10^4$ cal., d. h. betrüge nur etwa 2 Promille der elektrischen Arbeit.

Eine Methode zur Vermehrung der Helligkeit und Schärfe der Interferenzstreifen an planparallelen Platten;

von O. v. Baeyer.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 5. Februar 1909.)

(Vgl. oben S. 103.)

Bei den Interferenzen an planparallelen Platten unter streifendem Eintritt des Lichtes erhält man bekanntlich auf jeder Seite der Platte Interferenzerscheinungen und zwar sind letztere vollkommen symmetrisch, falls man den beim Eintritt des Lichtes in die Platte auftretenden reflektierten Strahl durch ein aufgekittetes Prisma unterdrückt.

Es liegt nun der Versuch nahe, die Helligkeit der Erscheinung auf der einen Seite der Platte dadurch zu erhöhen, daß man den Austritt des Lichtes auf der anderen Seite der Platte verhindert. Man könnte z. B. die Platte einseitig versilbern. Es zeigt sich aber, daß dies keinen Vorteil bringt, ja im Gegenteil, die Interferenzstreifen werden dadurch verwaschener. Ich habe deshalb zur Erreichung dieses Zwecks einen anderen Weg eingeschlagen.

Bringt man nämlich auf die eine Seite der Glasplatte ein Medium mit einem etwas höheren Brechungsexponenten als dem der Luft, so kann man bei geeigneter Wahl des Einfallswinkels erreichen, daß die Strahlen an der Grenze Glas—Luft total reflektiert werden, an der anderen Seite aber noch die Platte streifend verlassen können. Man kann also auf diese Weise die gesamte austretende Lichtintensität auf die eine Seite bringen und dadurch eine bedeutende Steigerung der Helligkeit erreichen.

Eine solche Anordnung bietet aber noch einen anderen Vorteil, der für die praktische Anwendung der Interferenzplatte sehr ins Gewicht fällt. Man erzielt nämlich neben der Helligkeitssteigerung gleichzeitig eine Erhöhung der Schärfe der Interferenzstreifen.

Die Schärfe von Interferenzstreifen hängt ganz allgemein von der Zahl der interferierenden Strahlen ab. Ist diese Zahl gegeben, so wird die größte Schärfe erzielt, wenn alle interferierenden Bündel gleiche Intensität haben. Bei der Interferenzplatte ist nun die Intensität der einzelnen Strahlen naturgemäß nicht ganz gleich. Denn es geht ja bei jeder Reflexion ein allerdings kleiner Bruchteil verloren, der um so größer wird, je weiter man sich von der streifenden Inzidenz entfernt. Berechnet man z. B. die Größe der Amplituden bei einem Austrittswinkel von 88°, so findet man, daß sie eine (für die senkrecht zur Einfallsebene schwingende Komponente) geometrische Reihe bilden, deren Quotient 0,88 ist. Bei einer 3 mm starken Interferenzplatte würde dies ungefähr für den siebenten Interferenzstreifen, von der Seite der streifenden Inzidenz an gerechnet, gelten.

Bringt man nun auf die eine Seite der Platte ein Medium mit etwas größerem Brechungsexponenten als Luft und läßt die Strahlen an der anderen Seite total reflektieren, so fällt bei gleichem Austrittswinkel die Amplitude der einzelnen Strahlenbündel nicht mehr in dem angegebenen Verhältnis ab. Letzteres wird vielmehr auf den Wert $\sqrt{0,88} = 0,94$ reduziert. Es muß also die Schärfe der Linien eine wesentlich größere werden.

Für größere Inzidenzwinkel als 88° muß allerdings die Anwendung der beschriebenen Methode weniger Einfluß auf die Schärfe der Linien haben, da der Abfall der Amplituden um so kleiner wird, je mehr man sich dem streifenden Austritt nähert. Man muß aber hierbei bedenken, daß die äußersten dem streifenden Austritt entsprechenden Interferenzstreifen für die praktische Anwendung meistens unbrauchbar sind, da hier der Einfluß der Beugung an dem Rand der Platte bemerkbar wird und eine wesentliche Verminderung der Intensität hervorruft. Für die Beobachtung am günstigsten ist gewöhnlich etwa der dritte bis sechste Interferenzstreifen, und gerade diese sind es, für die ein Gewinn an Schärfe auf dem erwähnten Wege erzielt werden kann.

Was die Theorie der Erscheinung anbelangt, so mag nur bemerkt werden, daß sich für den Gangunterschied ein Ausdruck ergibt, ebenso als wenn die Platte beiderseitig von Luft begrenzt wäre, unter der Bedingung, daß man den Winkel (r) einführt,



den der Strahl im Innern der Platte mit der Plattennormale bildet. Es ist der Gangunterschied

$$\gamma = 2\,d\,n \cos r,$$

wo d die Dicke der Platte, n der Brechungsexponent (gegen Luft).

Führt man statt r den Austrittswinkel i ein, so ergibt sich

$$\gamma = 2\,d\sqrt{n^2 - n_1^2 \sin^2 i_1}$$

für die Seite der Platte, die an das Medium mit dem Brechungsexponenten n_1 gegen Luft grenzt.

Für die andere Seite gilt natürlich die alte Formel

$$\gamma = 2\,d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

Hieraus folgt, daß dem Interferenzstreifen der Ordnungszahl λ mit dem Austrittswinkel i auf der Seite Glas—Luft, ein Interferenzstreifen auf der anderen Seite gleicher Ordnungszahl mit dem Austrittswinkel i_1 entspricht, wo

$$\sin i_1 = \frac{\sin i}{n_1}.$$

Es werden also die Interferenzstreifen, wenn der Brechungsexponent des an die Platte angrenzenden Mediums erhöht wird, von der Plattenoberfläche zu kleineren Austrittswinkeln wandern und gleichzeitig von der Plattenoberfläche her neue Interferenzstreifen auftreten. Letztere sind es nun, die sich durch Schärfe und Helligkeit auszeichnen müssen, da sie von Strahlen herrühren, die an der Grenze Glas—Luft total reflektiert werden.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf eine ideal gute Platte. Ob sich auf dem angedeuteten Wege wirklich nicht nur eine Vermehrung der Helligkeit, sondern auch eine Steigerung der Schärfe erzielen läßt, hängt ganz davon ab, wieweit die durch Plattenfehler entstehende Verraschung in Betracht kommt, gegenüber der durch Intensitätsabnahme der interferierenden Strahlen auftretenden Unschärfe.

Um diese Frage zu entscheiden, habe ich einige Versuche mit einer von Häcke-Berlin geschliffenen 3,2 mm starken und 15 cm langen Platte angestellt.

Zunächst war die Auswahl eines geeigneten Mediums von Wichtigkeit. Mit einer Flüssigkeit, wie z. B. Wasser, würde sich scheinbar das erwünschte Ziel erreichen lassen. Aber man hat

dabei einen großen Nachteil in Kauf zu nehmen, der den zu erwartenden Vorteil weit überwiegt. Bringt man nämlich auf die eine Seite der Platte Wasser, so muß man, um an der Grenze Glas—Wasser genügendes Reflexionsvermögen zu erhalten, zu außerordentlich schiefen Austrittswinkeln übergehen. Dadurch wird aber die Zahl der interferierenden Strahlenbündel bei der gegebenen Plattenlänge wesentlich verkleinert.

Ich habe deshalb Versuche mit verschiedenen Gasen und Dämpfen angestellt, die jedoch nur als vorläufig gelten können. Verwendet wurden Pentan-, Äther-, Schwefelkohlenstoffdämpfe, ferner Chloräthyl und Kohlensäure, als diejenigen Materialien, die leicht erhältlich sind. Die größten Brechungsexponenten ergeben Pentan und Äther.

Die Anordnung war folgende: Auf einen Metalltrog, der oben offen war, wurde die Platte aufgelegt und soweit als möglich gasdicht befestigt. Die eine Stirnwand des Troges war, um den Strahlen den Austritt zu ermöglichen, durch eine Spiegelglasplatte ersetzt. Um den Verlauf der Erscheinung bequem studieren zu können, wurde z. B. Ätherdampf mittels eines Dochtes eingeführt, wodurch ein allmähliches und ziemlich gleichmäßiges Ansteigen der Brechungsexponenten erzielt wurde.

Stellte man den zunächst mit Luft gefüllten Trog mit der Platte in der bekannten Weise auf, so erhielt man von einer scharfen Quecksilberlinie eine auf beiden Seiten der Platte vollkommen symmetrische Interferenzerscheinung. In dem Moment, wo Ätherdampf eintritt, beginnen die Streifen auf der Ätherseite von der Plattenoberfläche wegzuwandern und es treten an ihre Stelle neue sehr helle Interferenzstreifen. Die Zahl dieser entstehenden Interferenzstreifen richtet sich entsprechend der oben angegebenen Formel nach dem Brechungsexponenten des betreffenden Dampfes. Bei Äther und Pentan konnte man das Auftreten von vier bis sechs Streifen beobachten.

Wenn man in der angegebenen Weise verfährt, so sind zunächst die Streifen wegen Schlierenbildung ziemlich verschwommen. Läßt man aber die Anordnung eine Zeitlang stehen, so gelingt es leicht einen Zustand zu erreichen, wo die Streifen auf der Ätherseite dauernd hell und sehr scharf erscheinen.



Um einen Anhaltspunkt für die erreichbare Schärfe zu erlangen, habe ich photographische Aufnahmen der grünen Quecksilberlinie 546 $\mu\mu$ gemacht.

Als Lichtquelle diente die LUMMER-ARONSsche Quecksilberlampe. Die Exposition betrug zwei Minuten.

Die Aufnahmen zeigen auf der Ätherseite die Interferenzstreifen scharf und kräftig exponiert, auf der anderen Seite dagegen unterexponiert und trotzdem deutlich unschärfer. Man erkennt in dem scharfen Interferenzbild ohne weiteres sechs Trabanten. Mit Sicherheit festgestellt sind bisher acht Trabanten, davon liegen aber zwei in unmittelbarer Nähe der Hauptlinie und können deshalb nur mit den leistungsfähigsten Interferenzapparaten unter Anwendung von Geißlerröhren als Lichtquelle beobachtet werden.

Die kleinsten Abstände der auf der Platte trennbaren Trabanten betragen etwa 0,03 Å.-E. Beachtet man, daß das theoretische Auflösungsvermögen der verwandten Platte etwa 300 000 beträgt, woraus sich die kleinste wahrnehmbare Wellenlängendifferenz zu etwa 0,018 Å.-E. berechnet, so müssen die erhaltenen Ergebnisse als recht befriedigend bezeichnet werden.

Es mag noch bemerkt werden, daß das Auflösungsvermögen dieser Platte ungefähr dem der größten Stufengitter von 30 Stufen und 1 cm Stufenhöhe entspricht. Tatsächlich hat man mit dem Stufengitter der angegebenen Größe nur fünf von den erwähnten Trabanten mit Sicherheit feststellen können.

Diese Versuche sind noch keineswegs abgeschlossen. Es wird sich vielleicht noch ein geeigneteres Medium, als die gesättigten Dämpfe von Pentan oder Äther, finden lassen. Am einfachsten wäre die Anwendung von stark brechenden Gasen. Schwierigkeit macht dabei die Abdichtung der Platte, da durch Aufkitten die Platte leicht verzogen wird. Diese Schwierigkeiten werden sich aber sicherlich überwinden lassen.

Zum Schluß möchte ich noch bemerken, daß die Anschaffung der planparallelen Platte aus Mitteln der Jagorstiftung erfolgt ist, wofür ich dem Kuratorium dieser Stiftung meinen Dank ausspreche.

Berlin, Phys. Institut der Universität.

Über einen neuen Projektionsschirm mit metallischer Oberfläche für farbige und lichtschwache Bilder;

von H. Lehmann.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 80. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Cöln am 22. September 1908; mit Zusätzen.)

(Vgl. diese Verh. 10, 620, 1908.)

In den vor mehr als 30 Jahren hier in Cöln und in Düsseldorf gehaltenen Vorträgen über „Optisches in der Malerei“ erörtert HELMHOLTZ die Mittel, welche dem Maler zur Erzielung einer größtmöglichen Naturtreue seiner Gemälde zur Verfügung stehen.

Diese Untersuchungen haben die physikalischen und physiologischen Gesetze zum Gegenstand, welche die größten Künstler aller Zeiten bei der Wiedergabe der Formen, der Farben und der Helligkeitswerte, sowie in der Farbenharmonie, natürlich unbewußt, geleitet haben.

Freilich haben diese Gesetze nur bei einer bestimmten Voraussetzung unumschränkte Gültigkeit, welche HELMHOLTZ in folgende Worte kleidet: „Die sinnliche Deutlichkeit ist durchaus kein niedriges oder untergeordnetes Moment bei den Wirkungen der Kunstwerke, mir hat sich ihre Wichtigkeit immer mehr aufgedrängt, je mehr ich den physiologischen Momenten in diesen Wirkungen nachgespürt habe.“

Heutzutage allerdings verabscheuen geradezu gewisse Kunstrichtungen die sinnliche Deutlichkeit. Wenn nun auch die meisten Richtungen bei weitem nicht so radikal sind, so ist doch überall eine gleiche Tendenz zu bemerken.

Ganz zweifellos ist die HELMHOLTZsche Voraussetzung des Bestrebens nach sinnlicher Deutlichkeit im Sinne des allgemeinen Empfindens, und daher auch berechtigt, denn die Kunst soll der Allgemeinheit dienen.

In gewissen Beziehungen nun ist diese Voraussetzung in sehr hohem Grade erfüllt bei denjenigen „Photographien in

natürlichen Farben", welche nach den vollkommensten Methoden erzielt wurden.

Nun kann man allerdings die Photographie als „zwangläufiges Verfahren", niemals als ein reines Kunstwerk betrachten, da ihr das subjektive Moment des Künstlers vollkommen abgeht; wohl aber kann eine Photographie bei geeigneter Wahl des Motives und der Beleuchtung hohe künstlerische Qualitäten besitzen, so daß sie nicht nur ein reines Naturdokument darstellt.

In diesem Sinne ist man dazu berechtigt, die Photographie als eine ars pingendi zu bezeichnen; und da bei ihr die HELMHOLTZsche Voraussetzung der sinnlichen Deutlichkeit erfüllt wird, so kann man ferner ohne weiteres die HELMHOLTZschen Untersuchungen über die Formen, Farben und Helligkeitswerte an Gemälden auch auf die Farbenphotographie ausdehnen, welche Untersuchungen sich nicht nur auf die Wahl der Motive und der Beleuchtung, sondern auch auf die ganze Technik der Photographie zu erstrecken haben werden.

Es würde wohl zu weit führen, an dieser Stelle auf die einzelnen Punkte näher einzugehen. Nur einer, wie mir scheint, der wichtigsten Gegenstände, die Helligkeitsabstufung, soll hier kurz berührt werden.

Wenn oben gesagt wurde, die Farbenphotographie stellt ein Naturdokument dar, so ist das nur cum grano salis zu verstehen, d. h. zunächst nur in bezug auf die rohe Wiedergabe von Formen, Farben und Helligkeitsstufen. Es ist nämlich unmöglich, durch die Photographie absolute Naturtreue zu erzielen; wie sich aus einer Reihe von Untersuchungen ergeben hat, verhält sich die photographische Platte gegenüber der Wirkung von Farben und namentlich Helligkeitswerten ganz ähnlich wie die Netzhaut des menschlichen Auges. Diese Wirkungen sind nämlich jenen Werten nicht einfach proportional, sondern eine unter Umständen sogar recht komplizierte Funktion derselben.

Wären die Wirkungen den absoluten Werten genau proportional, so würde jedes Photogramm in der Tat ein absolutes Naturdokument sein, und der Erfolg wäre der, daß das Farbenphotogramm jedem Menschen, seien seine Augen auch noch so abnormal, genau die Wirklichkeit vortäuschen müßte. Ebenso einfach läge das Problem, wenn jede photographische Platte sich

absolut genau so wie die Netzhaut irgend eines Menschen verhalten würde. Alsdann würde das Farbenphotogramm in jedem Falle mit einem technisch sehr vollkommenen Gemälde identisch sein, welches als von jenem Menschen hergestellt gedacht werden könnte, dessen Netzhaut eben der jeweils benutzten photographischen Platte in dem Verhalten dem Licht gegenüber vollkommen gleichen würde.

Man kann übrigens sehr im Zweifel sein, welcher von den beiden hypothetischen Fällen als das ideale Ziel der Farbenphotographie hinzustellen ist.

In Wirklichkeit aber findet weder der eine noch der andere Fall statt, sondern die photographische Platte zeichnet wohl individuell, aber in einer von der menschlichen Gesichtsempfindung abweichenden Weise, nähert sich also mehr dem zweiten Falle.

Diese Abweichungen nun sind, so klein sie für sich betrachtet erscheinen, für die Erzielung kunstgerechter Photographien von allergrößter Bedeutung: die Kunst des Photographen besteht darin, diese Abweichungen, welche zwischen dem Empfindungsverlauf der photographischen Platte und demjenigen der Netzhaut bestehen, auf ein Minimum zu reduzieren.

Besonders wichtig ist die Erfüllung dieser Forderung zur Erzielung der richtigen Helligkeitsstufen; Helmholtz sagt hierüber: „Zur vollendeten künstlerischen Malerei kommt es erst, wenn nicht mehr die Körperfarben, sondern wenn die Lichtwirkung auf das Auge nachzuahmen gelungen ist, und nur indem wir den Zweck der malerischen Darstellung in dieser Weise auffassen, wird es möglich, die Abweichungen zu verstehen, welche die Künstler in der Wahl ihrer Farben- und Helligkeitsskala der Natur gegenüber haben eintreten lassen.

Diese Abweichungen sind dadurch zunächst bedingt, daß das Fechnersche Gesetz nur für mittlere Helligkeiten gilt. An beiden Grenzen zeigt sich das Auge weniger empfindlich für Lichtunterschiede, als es nach jenem Gesetze sein sollte. Daraus folgt ein für die Malerei höchst charakteristischer Unterschied zwischen dem Eindruck sehr starker und sehr schwacher Beleuchtung. Wollen die Maler glühenden Sonnenschein darstellen, so machen sie alle Objekte fast gleich hell; wollen sie dagegen Mondschein



darstellen, so geben sie nur die allerhellsten Objekte hell an, namentlich die Reflexe an glänzenden Flächen und halten alles andere fast unerkennbar dunkel . . .“

In zwar nicht gleicher, aber ganz ähnlicher Weise ist auch die photographische Platte zu zeichnen imstande, welche Eigenschaft man aus dem Verlauf der „Gradation“ der Platte ersehen kann. Will man z. B. eine Landschaft bei Mondschein darstellen, so nimmt man die Gegend bei vollem Tageslicht, aber mit sehr starker Unterbelichtung auf. Man erreicht so tatsächlich eine Helligkeitsabstufung auf dem Bilde, die derjenigen täuschend ähnlich ist, wie sie das Auge bei Mondbeleuchtung empfindet. Auf diese Weise sind schon die wunderbarsten Stimmungsaufnahmen erzielt worden. Besonders groß ist die Illusion dann, wenn bewegte Gewässer mit zur Darstellung kommen.

„Zugleich aber werden die genannten Abweichungen von der Natur deshalb nötig, weil die verfügbare Helligkeitsskala der Körperfarben wesentlich geringer ist, als sie die Natur zeigt, und weil die Gemälde in der mittleren Helligkeit eines mäßig beleuchteten Zimmers gesehen werden, für welche das FECHNERsche Gesetz gilt.“

Ganz genau dasselbe kann man auch von der Farbenphotographie sagen.

„Die große künstlerische Wirksamkeit guter Gemälde zeigt aber, wie der Hauptnachdruck in der Nachahmung auf die Abstufung der Helligkeitsunterschiede fällt, nicht auf die absoluten Helligkeiten.“

Auf weitere für die Helligkeitsabstufungen in Betracht kommende Gesetze, wie z. B. das PURKINJEsche Phänomen für Netzhaut und photographische Platte, können wir hier nicht eingehen.

Wir wollen nun hier diese Betrachtungen nur auf eines der besten und am weitesten verbreiteten Verfahren der Farbenphotographie anwenden: auf LUMIÈRES „Autochrom“-Platte. Ich setze hier LUMIÈRES Methode als bekannt voraus. Alsdann wird man leicht einsehen, daß bei der Betrachtung einer solchen Farbenphotographie im durchfallenden weißen Lichte wegen der Absorption der gefärbten Stärkekörnchen und der räumlichen Verteilung derselben selbst in den stärksten weißen Lichtern schon theoretisch nur ein Drittel des auffallenden Lichtes ins

Auge gelangt; in Wirklichheit ist der Prozentsatz wegen der Trübung der Stärkekörnchen und der über das theoretische Maß hinausgehenden Absorption wesentlich kleiner, ungefähr $^1/_{10}$.

Es wird also hierdurch die gesamte Helligkeitsskala des Bildes auf etwa den zehnten Teil des Wertes herabgedrückt, welchen unsere normale Umgebung zeigt.

Die Folge hiervon ist nun aber nicht etwa nur ein allgemeines Dunklerwerden des gesamten Bildes, sondern es werden damit auch die Helligkeitsstufen wesentlich verschoben, die zarten Abstufungen in den Schatten verschwinden vollkommen usw., d. h. das Bild erscheint nicht mehr richtig. Man beseitigt nun diesen Mißstand der Autochromplatte bekanntlich dadurch, daß man sie bei der Betrachtung gegen den hellen Himmel hält und das seitliche helle Licht gut abblendet; oder bequemer verwendet man einfache Betrachtungsapparate, welche denselben Zweck erfüllen.

Man hat es also durch Anwendung dieses Mittels ganz in der Hand (eventuell noch unter Vorschaltung mehr oder weniger durchlässiger Mattgläser), die Helligkeitsskala des (natürlich richtig belichteten und entwickelten) Farbenphotogrammes um denjenigen Betrag nach oben zu verschieben, der zur Erzielung der für das menschliche Auge richtig erscheinenden Helligkeitsabstufungen nötig ist. Im allgemeinen wird das natürlich eine Helligkeitsstufe sein, für welche das Fechnersche Gesetz noch merklich gilt. Man bringt also das Bild möglichst auf eine solche Helligkeitsstufe, wie sie bei der Aufnahme geherrscht hat.

Viel schwieriger läßt sich diese Forderung für die Projektion der Autochromplatte realisieren, denn hier ist in den meisten Fällen die Stärke der Lichtquelle und die Vergrößerung des Bildes gegeben. Kommt z. B. eine Vergrößerung in Betracht, bei welcher auf dem weißen Schirm in den Lichtern gewöhnlicher Diapositive eine gerade noch normale Helligkeit herrscht (wofür nach hygienischen Grundsätzen eine Beleuchtungsstärke von 50 Hefner-Meterkerzen gelten sollte), so müßte man bei Verwendung von Autochromplatten entweder die Stärke der Lichtquelle verzehnfachen, oder man müßte die Vergrößerung zehnmal kleiner nehmen, um eine Helligkeitsstufe zu erreichen, bei welcher das Fechnersche Gesetz wieder gilt, und um damit die richtigen Helligkeitsabstufungen zu erzielen.



Man kann aber dasselbe Ziel noch auf einem dritten Wege erreichen, nämlich durch Erhöhung der Reflexionskraft des Projektionsschirmes.

Die gebräuchlichsten Substanzen für derartige Schirme sind weiße Leinwand (Schirting usw.), weißes Papier, Gipswände oder Flächen mit irgend einem mattweißen Anstrich, der meist Magnesia usta enthält. Die Reflexionskraft, oder besser gesagt die Flächenhelle, differiert für diese weißen Körper nur um wenige Prozente. Wenn man jedoch die metallische Reflexion zu Hilfe nimmt, so erhält man Flächenhelligkeiten, welche diejenigen obiger Substanzen um das Vielfache übersteigen können.

Es leuchtet wohl ohne weiteres ein, daß hierbei nur diffus reflektierende metallische Flächen in Betracht kommen können, denn auf einer regelmäßig spiegelnden planen Fläche kann man kein reelles Bild auffangen, sondern man erblickt in ihr nur das sehr helle virtuelle Bild der Lichtquelle.

Die Idee, metallische Reflexion bei Auffangschirmen zu verwenden, ist übrigens nicht neu, sie wurde bereits 1891 in Amerika einem gewissen ANDERTON patentamtlich geschützt; doch ist dieses Patent später gelöscht worden. Von einer weitergehenden Ausführung dieses Patentes ist nichts bekannt geworden.

Der Grund hierfür liegt wohl hauptsächlich darin, daß man in der Verwendung metallischer Schirme bei der Vorführung gewöhnlicher Diapositive, die damals wohl hauptsächlich nur in Betracht kamen, mit Recht keinen wesentlichen Vorteil erblickte. Für die normalen Vergrösserungen gewöhnlicher Diapositive reichten eben die vorhandenen Lichtquellen vollkommen aus.

Seitdem aber die Kinematographie eine weitgehende Anwendung gefunden hat, machen sich Bestrebungen nach einer Erhöhung der Flächenhelligkeit des Auffangschirmes, die ja bei der hier in Betracht kommenden sehr starken Vergrößerung (bis 300fach) wünschenswert erscheint, wieder bemerkbar, was man aus mehreren seit dem letztvergangenen Jahre bekannt gewordenen Gebrauchsmusteranmeldungen ersehen kann. Aber schon vorher hatte ich derartige Schirme zur Vorführung von Farbenphotographien angewandt, wobei ich die oben dargelegten HELMHOLTZschen Prinzipien im Auge hatte.

Wir wollen hier kurz die Eigenschaften solcher metallischen Auffangschirme betrachten.

Die Herstellung von diffus reflektierenden Metallflächen kann in sehr verschiedener Weise erfolgen. Sehr brauchbare Flächen erhält man z. B. durch Versilbern der mattierten Seite einer Glasplatte (im Unterschied zum Vorgange von UMOW [1]), der die polierte Seite versilbert. Diese Vorrichtung kommt in ihrer Wirkung einer beiderseitig mattierten Glasplatte gleich, auf deren Rückseite man projiziert. Der „Streuungswinkel" [vgl. weiter unten] ist hierbei also nicht wesentlich größer als der Winkel des projizierten Lichtkegels). Doch kommen derartige Schirme für die Ausführung in größerem Maßstabe nicht in Betracht. Hierfür ist das einfachste das Überziehen der Fläche mit glänzendem Metallpulver, welches im Handel unter dem Namen Bronzefarbe käuflich ist. Als das geeignetste der neutralen Farbe und vor allem der großen Haltbarkeit wegen steht das Aluminiumpulver hier an erster Stelle.

Von großer Bedeutung für die Wirksamkeit der Schirme ist die Art des Aufbringens des Metallpulvers. Dieses Pulver besteht nämlich aus kleinen sehr dünnen Blättchen. Wenn man nun das Metallpulver in einem gebräuchlichen Bindemittel wie Lösungen von Gummi, Celluloid usw. emulsioniert, oder besser gesagt suspendiert, so werden die einzelnen Blättchen darin eine sehr verschiedene Lage annehmen; ein größerer Prozentsatz wird sogar mit seiner größten Ausdehnung senkrecht oder nahezu senkrecht zur Schirmfläche stehen. Die Wirkungsweise der Metallblättchen ist nun die kleiner Elementarspiegel, etwa derart, daß jedes auf den Schirm treffende dünne Strahlenbündel durch die in seinem Querschnitt befindlichen verschieden gelagerten Blättchen nach allen Richtungen hin gespiegelt wird, wobei natürlich infolge der geringen Größe der Elemente die Beugung des Lichtes eine hervorragende Rolle spielt. Durch sie kommt erst die Erscheinung der Stetigkeit und des Zusammenhanges am projizierten Bilde zustande.

Hieraus geht hervor, daß die Wirkung aller oben erwähnten mehr oder weniger auf der Kante stehenden Blättchen nahezu

---

[1]) UMOW, Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 184, 1904.



ganz ausgeschaltet ist. Ich halte es daher für besser, das Pulver in einer anderen Weise aufzutragen, wobei keine so großen Lageunterschiede auftreten können. Als solche kommt das „trockene Verfahren“ in Betracht. Hierbei läßt man das auf die Schirmfläche aufgetragene Bindemittel bis zu einer bestimmten Viskosität eintrocknen und trägt dann das Metallpulver auf. Derartig präparierte Flächen erscheinen ganz bedeutend heller als die nach der Emulsionsmethode behandelten, wie aus den weiter unten beschriebenen Helligkeitsmessungen hervorgeht.

Es muß hier noch kurz auf eine andere Eigenschaft diffusreflektierender Flächen eingegangen werden: nämlich auf ihre Abweichung vom LAMBERTschen Gesetz. Nach diesem müßte jede vollkommen diffus reflektierende (gleichmäßig beleuchtete) Fläche aus allen Richtungen gleich hell erscheinen. Die oben genannten, gewöhnlich für Schirme verwendeten Substanzen, wie z. B. Leinwand, Gips usw., zeigen eine nur geringe, praktisch bedeutungslose Abweichung von LAMBERTS Gesetz, welche meist im Sinne des gewöhnlichen Reflexionsgesetzes, bei gesiebtem Gips und Magnesia gegen das Gesetz erfolgt.

Bei diffus reflektierenden Metallflächen dagegen sind die Abweichungen merklich und bedeutend größer. Es ist das der einzige Nachteil der Metallschirme, daß sie bei stark seitlicher Betrachtung in ihrer gewünschten Wirkung verlieren.

Hier ist aber zu bemerken, daß eine stark seitliche Betrachtung eines projizierten Bildes gegen die Gesetze der Perspektive verstößt. Die Plätze sollten möglichst so angeordnet werden, daß das perspektivische Zentrum in die Mitte der vorderen Beobachterreihen fällt. Jede seitliche Entfernung von diesem Punkte bringt eine zunächst unmerkliche Verzerrung des Bildes mit sich, die aber mit dem Wachsen der Neigung immer störender wird. Daraus geht hervor, daß der Auffangschirm von der ersten Reihe der Beobachter eine beträchtliche Entfernung haben soll, und daß ferner amphitheatralische Projektionsräume ihren Zweck sehr schlecht erfüllen; schmale und langgestreckte Räume sind am geeignetsten.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte ist es möglich, die Metallschirme so einzurichten, daß sie ihren Zweck auch bei den aus Gründen der Perspektive noch zulässigen Neigungen vollkommen erfüllen, nämlich heller als gewöhnliche Schirme zu erscheinen.

Durch geeignete Wahl des Profiles der Unterlage, auf welche das Metallpulver aufgetragen wird, kann man leicht eine wesentlich größere Zerstreuung des Lichtes nach den Seiten hin erreichen, jedoch auf Kosten der Helligkeit in der Mitte des Raumes. Doch beträgt ihr Wert hier immer noch das Vielfache der Helligkeit gewöhnlicher Schirme. Allerdings gilt das nur für das „trockene Verfahren“, nicht für das Emulsionsverfahren.

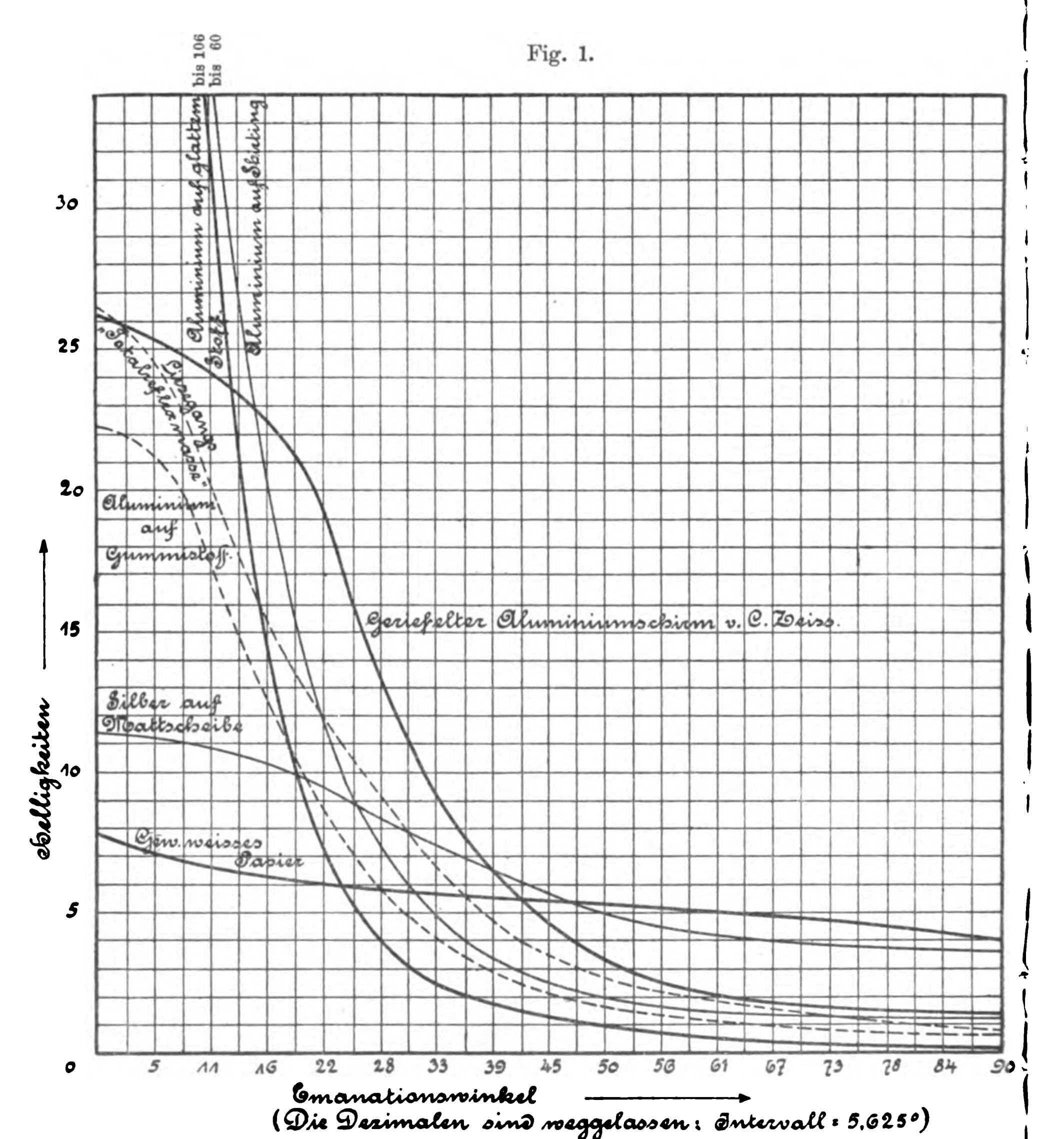
Bei Verwendung von glatten Flächen erhält man also große Helligkeit in der Mitte des Raumes, die nach den Seiten schnell abfällt. Rauhe Stoffe, wie z. B. Leinwand, besitzen ein schon recht geeignetes Profil. Noch bessere Resultate kann man erreichen, wenn man künstlich kleine Erhebungen anbringt, wie z. B. aneinanderstoßende Kugelkalotten, Pyramiden usw., oder einfache Furchen mit geeignetem Querschnitt, der etwa ein Dreieck oder einen Teil eines Polygons, oder schließlich eine stetige Wellenlinie bildet. Letztere Form zeigen die vom Zeisswerk in Jena hergestellten „geriefelten“ Schirme. Wie aus den unten gezeichneten Kurven in Fig. 1 hervorgeht, besitzt dieser Schirm eine sehr gleichmäßige Helligkeit innerhalb eines beträchtlichen Winkels.

Es mag noch hervorgehoben werden, daß man je nach Wahl des Furchenquerschnittes die Helligkeitsverteilung im Raume bis zu einem gewissen Grade beliebig regeln kann; man kann z. B. zwei oder mehrere Maxima zu beiden Seiten der einfallenden Strahlen erzeugen, oder das Hauptmaximum nur auf eine Seite bringen usw., da natürlich das Hauptmaximum bei diffus reflektierenden Metallflächen dem Reflexionsgesetze folgt.

Zum Schluß will ich noch kurz über die photometrischen Untersuchungen von Projektionsschirmen berichten. Die Versuchsanordnung war folgende: Ein WEBERsches Photometer, das mit einem Photometerwürfel nach LUMMER-BRODHUN ausgerüstet war, wurde am Ende einer 1 m langen Alhidade befestigt, die sich über einen in 16 Teile geteilten Quadranten bewegte. Über dem Drehungspunkte wurde die zu untersuchende Fläche senkrecht aufgestellt. Die Beleuchtung der Fläche geschah durch eine bei einer Spannung von 110 Volt normal brennende 1 Ampere-Nernstlampe, die aber durch Abgleichen mittels eines Regulierwiderstandes mit einer so geringen Spannung beansprucht

wurde, bis die Farbe ihres Lichtes der der Photometerlampe für das Auge nahezu gleich war. Die Nernstlampe wurde natürlich durch eine sonst nicht weiter beanspruchte Akkumulatorenbatterie

Fig. 1.



gespeist. Um eine intensive gleichmäßige Beleuchtung zu haben, wurde das Licht der Nernstlampe durch einen zentralen Ausschnitt in einer Kondensorlinse und durch ein Objektiv unmittelbar über das Photometer hinweg auf die zu untersuchende Fläche projiziert. Letztere wurde mittels eines Planspiegels so justiert, daß in der 0-Stellung der Alhidade der Einfalls- und der Beobachtungswinkel nur etwa $2^1/_2{}^0$ betrugen. Es konnte also das reguläre Maximum der Reflexion gemessen werden. Weitere Einstellungen wurden dann in Intervallen von je $5{,}625^0$ bis $78{,}75^0$ gemacht. Hierbei wurden also die relativen Flächenhelligkeiten für senkrechten Einfall gemessen, und zwar bezogen auf den dem Photometer beigegebenen weißen Papierschirm.

Als Versuchsmaterial kamen zunächst die für Projektionsschirme gewöhnlich verwendeten Substanzen in Betracht. Da sich jedoch diese diffus reflektierenden weißen Flächen vom Photometerschirm nur wenig unterscheiden, soll von einer Mitteilung dieser Messungen hier abgesehen werden.

Wie bereits erwähnt, kommen an Metallflächen für die Praxis hauptsächlich mit Aluminiumpulver belegte Flächen in Betracht. Nebenstehende Kurven gestatten einen direkten Vergleich der Wirkung verschiedener Präparate mit gewöhnlichen Schirmen. Es sind hier als Abszissen die Betrachtungs- oder Emanationswinkel, als Ordinaten die Flächenhelligkeiten aufgetragen.

Zunächst ersieht man hieraus, daß die maximalen Helligkeiten sehr verschieden ausfallen; ferner ist ebenso der „nutzbare Streuungswinkel“, d. h. der Winkel, unter welchem die Metallfläche gleich hell erscheint wie ein gewöhnlicher Schirm unter gleichem Winkel, sehr verschieden, und schließlich erkennt man, daß der Verlauf der Kurven innerhalb des nutzbaren Streuungswinkels je nach dem Präparat mehr oder weniger flach ausfällt. Folgende Tabelle enthält die relativen maximalen Helligkeiten H und die nutzbaren Streuungswinkel W für die untersuchten Präparate.

Die versilberte Mattscheibe hat aus den obenerwähnten Gründen keine praktische Bedeutung; sie soll nur als Beispiel dafür dienen, daß die Herstellung von diffus reflektierenden Metallflächen mit sehr flachen Helligkeitskurven möglich ist. Eine solche Fläche erscheint dem Auge selbst bei gewöhnlicher Be-

leuchtung fast genau so wie eine sehr weiße Papierfläche. Doch ist die maximale Helligkeit nicht hoch genug, um derartige Flächen mit erheblichem Vorteil zu Projektionsflächen benutzen zu können. Mattscheiben mit feinem Korn geben wieder zu spitze Maxima.

Präparat	H.	W.
1. Gewöhnliches weißes Papier	1,0	—
2. Glatter Aluminiumschirm von C. ZEISS-Jena	13,8	48°
3. Schirting- " " " "	7,8	61°
4. Geriefelter " " " "	3,4	84°
5. LIESEGANGS Totalreflexmasse (Al in Celluloid)	3,4	71°
6. Aluminiumpulver auf Gummistoff der Gummifabrik Harburg-Wien	2,9	56°
7. Gröberes Mattglas, Mattseite versilbert	1,6	96°

Wie ferner wohl einleuchtet, sind diejenigen Flächen besonders brauchbar, die neben großer maximaler Helligkeit auch eine ziemlich konstante Helligkeit innerhalb eines größeren Winkels besitzen. Es ist dies der Fall bei dem „geriefelten Aluminiumschirm“ von C. ZEISS, wie aus nebenstehenden, in gleichem Maßstabe gezeichneten Kurven in Fig. 2 von Papier und diesem Metallschirm hervorgeht. Der flache Verlauf erstreckt sich bis zu einem Streuungswinkel von etwa 45°.

Über die Verwendung der Metallschirme ist noch folgendes zu bemerken:

Den „glatten Aluminiumschirm“ wird man mit großem Vorteil für lichtschwache Mikroprojektionen anwenden, ferner für Projektionen lichtschwacher physikalischer Erscheinungen, wie z. B. von Polarisationsphänomenen, besonders von Spektren usw. Letztere erscheinen mit außerordentlicher Farbenpracht, wobei selbst das dunkle Blau und das noch dunklere Violett leuchtend hervortreten, welche Farben auf dem gewöhnlichen Schirm bei stärkerer Vergrößerung nur schwer oder gar nicht zu erkennen sind. Da dieser Schirm etwa 12 mal heller ist als der gewöhnliche Schirm, so erscheinen auf ihm Einzelheiten, die das Auge sonst überhaupt nicht wahrnehmen könnte. Dem Übelstande des geringen Streuungswinkels kann man wirksam dadurch begegnen, daß man den Schirm um eine vertikale Achse drehbar aufstellt,

um so den einzelnen Beobachtungsgruppen, falls diese in amphitheatralischer Anordnung sitzen, durch eine geringe Drehung des Schirmes das Hauptmaximum zuwerfen zu können.

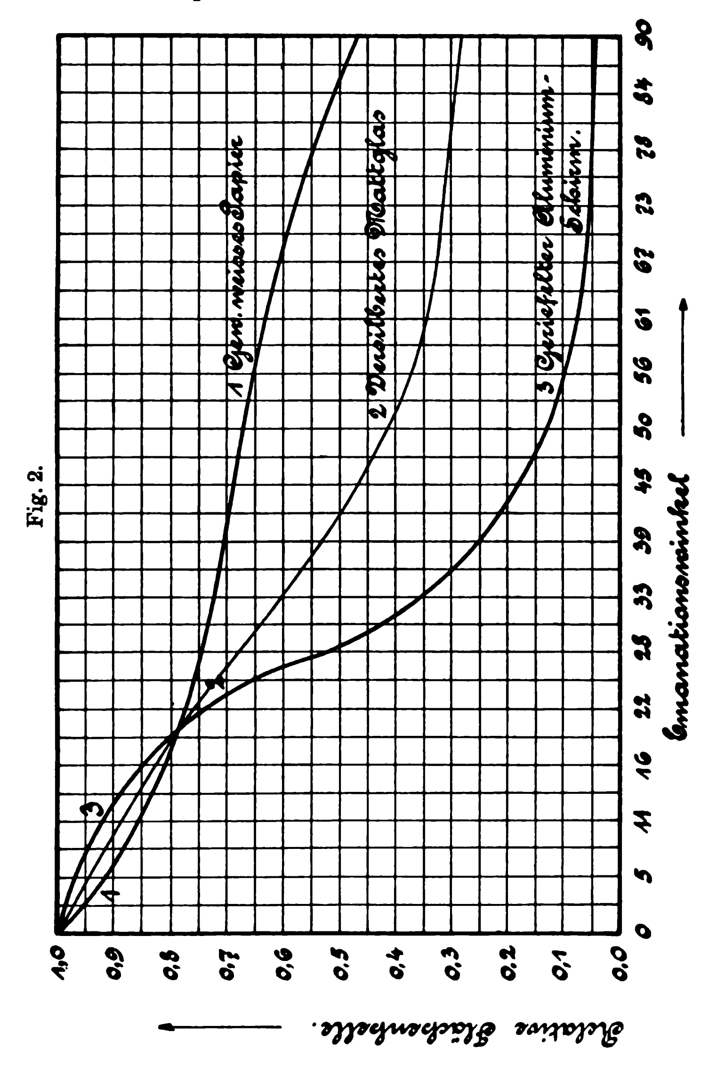


Fig. 2.

Für die Projektion von ausgedehnteren Bildern dagegen, welche eine Drehung des Schirmes nicht gestatten würden, ver-

wendet man besser den Schirting-Aluminiumschirm, oder wenn man einen möglichst großen Streuungswinkel wünscht, den „geriefelten" Schirm. Die Furchen dieses Schirmes verschwinden dem Auge schon in geringer Entfernung, und in der Nähe erscheint namentlich das farbige Bild wie ein Gobelin. — Überhaupt soll man nur dann zu diesen Metallschirmen greifen, wenn die Beleuchtungsstärke wirklich nicht ausreicht, also wesentlich unter 50 Hefner-Meterkerzen liegt. Das wird im allgemeinen immer eintreffen bei der „episkopischen" Projektion (von opaken Gegenständen, wie z. B. von Druckschriften, von flachen Körpern, wie Schmetterlingen, Reliefs usw.). Man wird hierbei die Vergrößerung wesentlich steigern können. Ferner gilt dasselbe für die Projektion von Farbenphotographien, besonders von LUMIÈRES Autochromplatten. Und hier wieder ist der Vorteil ein ganz außerordentlich großer bei Aufnahmen, die bei vollem Sonnenschein hergestellt wurden. Denn hier ist das Intervall der Helligkeitsskala in der Natur ein sehr großes, auf der Autochromplatte aber ein viel kleineres, das nun erst durch den neuen Projektionsschirm dem Auge in einer der Wirklichkeit sehr nahe kommenden Ausdehnung erscheint.

Mit einer Verbesserung der Helligkeitswerte tritt natürlich zugleich auch eine solche der Farbenwerte ein, was durch das PURKINJEsche Phänomen bedingt ist, falls der verwendeten Methode die richtige Wahl der Farben zugrunde liegt.

Nachtrag zu der Mitteilung über die Abhängigkeit des Verhältnisses der spezifischen Wärmen der Gase von der Temperatur;

von Robert Fürstenau.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. Februar 1909.)

(Vgl. oben S. 104.)

Herr Prof. König veranlaßt mich, um Mißverständnissen in bezug auf die im letzten Heft des vorigen Jahrganges dieser Verhandlungen[1]) mitgeteilten Zahlen vorzubeugen, einige Bemerkungen nachzutragen.

Die mitgeteilten Werte von k_2/k_1 und von k sind direkt aus den Beobachtungen berechnet. Dabei sind zwei in der Natur der Methode begründete Korrektionen nicht angebracht worden, weil sie nicht in voller Strenge ermittelt werden konnten. Es ist aber zur richtigen Beurteilung der mitgeteilten Zahlen notwendig anzugeben, um wieviel sich die angegebenen Zahlen ändern würden, wenn man die Korrektionen wenigstens schätzungsweise berücksichtigen würde. Die eine Korrektion rührt davon her, daß bei der mit der Messung verbundenen Verschiebung des Stempels Teile der Führungsstange in kältere Teile des Rohres kommen und sich verkürzen, wodurch der Abstand des Stempels von dem auf der Skala verschiebbaren Index geändert wird. Der Betrag dieser Korrektion würde bei der höchsten der angewandten Temperaturen die Werte von k_2/k_1 um etwa 0,3 Proz. erhöhen. Die zweite Korrektion ist diejenige wegen des Einflusses der Rohrweite auf die Schallgeschwindigkeit. Da die Versuchsanordnung in der Vergleichung von Wellenlängen in zwei Rohren von gleicher Weite besteht, so kommt diese Korrektion für die Werte von k_2/k_1 nur insoweit in Betracht, als sie sich mit der Temperatur ändert, und für die Werte von k bei Zimmertemperatur nur insoweit, als sie sich von Gas zu Gas ändert. Die Dissertation enthält Betrachtungen über die mögliche Größe dieser Korrektion,

---

[1]) Verh. d. D. Physik. Ges. 10, 968, 1908.

aus denen hervorgeht, daß sie vorläufig noch ganz unsicher ist. Die genauere Prüfung dieser Frage sollte einer weiteren Untersuchung vorbehalten bleiben. Beide Korrektionen wirken in gleichem Sinne; bei Luft und Kohlensäure läßt sich schätzungsweise angeben, daß die Werte von k_2/k_1 für die höchste der benutzten Temperaturen durch die Summe beider Korrektionen um etwa 1,7 Proz. erhöht werden würden. In diesem Sinne sind also die mitgeteilten Zahlen nur als vorläufige zu betrachten.

Berlin, Februar 1909.

Nachtrag bei der Korrektur. Inzwischen hat in den Sitzungsber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg Nr. 8, 1908 Hr. F. A. SCHULZE einen Vergleich angestellt zwischen der nach einer BOLTZMANNschen Formel unter gewissen Annahmen berechneten und der beobachteten Veränderlichkeit der k-Werte mit Druck und Temperatur. Danach würden die Abweichungen meiner Beobachtungen von den berechneten Werten noch größer sein als die oben schätzungsweise mitgeteilten Korrektionen. Ob in der Tat den Korrektionen so hohe Werte zukommen, kann nur eine eingehende Experimentaluntersuchung über den Einfluß der Rohrweiten auf die Schallgeschwindigkeit entscheiden.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

11. Jahrg. **30. März 1909.** **Nr. 6.**

Sitzung vom 5. März 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Vorsitzende teilt mit, daß

Prof. Dr. E. Aschkinass

am 1. März verstorben sei, und widmet ihm warme Worte des Andenkens. Die Anwesenden erheben sich zu Ehren des Dahingeschiedenen von ihren Sitzen.

Hr. **Wilhelm Heuse** berichtet über eine

Prüfung der Methoden zur Herstellung hoher Vakua

nach gemeinsam mit Hrn. **Karl Scheel** angestellten Versuchen. Die Beobachtungsergebnisse sind in der ZS. f. Instrkde. 29, 46—50, 1909 veröffentlicht.



Sodann spricht Hr. **Otto Reichenheim**

über die Elektrizitätsleitung in elektronegativen Dämpfen und A_1-Strahlen.

Ferner trägt Hr. **J. Franck**

über doppelt geladene Gasionen

nach gemeinsam mit Hrn. **W. Westphal** angestellten Versuchen vor.

Weiter legt Hr. **J. Franck** eine Mitteilung von Hrn. **Robert Pohl** vor, betitelt:

Über die Okklusion der Gasreste in Vakuumröhren und die Entstehung von Gasblasen in der Glasoberfläche.

Sodann macht Hr. **Adolf Koepsel** einige

Bemerkungen zu dem Aufsatze: Über eine neue Methode zur fortlaufenden Analyse von Gasgemischen auf elektrischem Wege mit Anwendung auf die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen

(diese Verh. **10**, 814—827, 1908).

Endlich legt Hr. **Otto Hahn** eine Mitteilung von Hrn. **H. Greinacher** vor:

Über eine Methode zum direkten Nachweis der Ladung der α-Strahlen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. W. SCHEFFER, Wilmersdorf, Kaiserplatz 18.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. REGENER.)

Hr. Prof. ALFREDO POCCHETTINO, Sassari (Italien), Universität.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. BERNINI.)

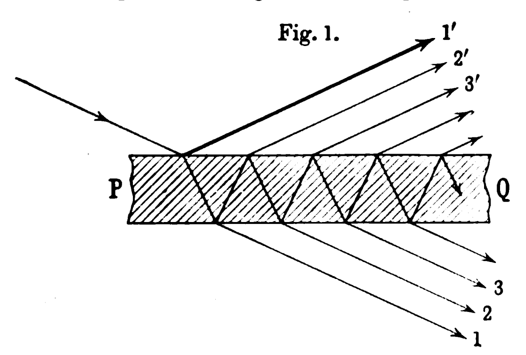
Über ein planparalleles Interferenzprisma;
von E. Gehrcke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 5. Februar 1909.)
(Vgl. oben S. 103.)

Wie kürzlich durch Herrn O. v. Baeyer gezeigt wurde [1]), kann man die Helligkeit und das Auflösungsvermögen des Interferenzspektroskops steigern, wenn man die beiden ebenen Flächen der planparallelen Platte an Medien von verschiedenen Brechungsexponenten angrenzen läßt. Diese Mitteilung Herrn v. Baeyers regt mich an, darauf hinzuweisen, daß auch noch auf andere Weise eine Steigerung der Leistungsfähigkeit des Plattenspektroskops aller Wahrscheinlichkeit nach möglich sein dürfte.

Der Strahlengang der planparallelen Platte PQ (vgl. Fig. 1) leidet an dem prinzipiellen Mangel, daß ein großer Teil des Lichtes

Fig. 1.



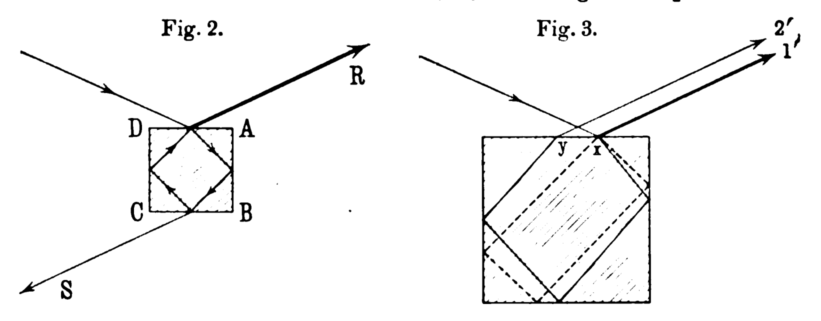
bei den für die Anwendung als Spektroskop wichtigsten Einfallswinkeln, welche sich von 90° wenig unterscheiden, deshalb nutzlos verloren geht, weil die Platte eine endliche Begrenzung hat. Auch bei den längsten, bisher technisch herstellbaren Platten von etwa 30 cm Länge ist daher die Interferenzerscheinung in dem Gebiete der größten Auflösungskraft nicht nur bedeutend lichtschwächer, als dies für eine unendlich lange Platte der Fall sein würde,

---

[1]) O. v. Baeyer, diese Verh. 11, 118—122, 1909.

sondern die Interferenzen sind hier auch bei weitem nicht so scharf, wie sie bei einer Platte von genügender Länge sein könnten.

Dem genannten Übelstande kann man nun vielleicht dadurch abhelfen, daß man das in die Platte eintretende Licht, wie Fig. 2 zeigt, auf eine spiegelnde Fläche AB fallen läßt, von wo es nach der Unterseite BC der Platte reflektiert, und sodann abermals auf eine reflektierende Fläche CD geworfen wird, so daß der Strahl wieder zu seinem Ausgangspunkt zurückkehrt. Hierbei ist vorausgesetzt, daß $ABCD$ ein vollkommenes Quadrat ist und der Brechungswinkel des Strahles 45° beträgt. Unter diesen Umständen treten, wie ohne weiteres ersichtlich ist, alle den vielfachen Strahlen 1, 2, 3,... bzw. 1′, 2′, 3′,... in Fig. 1 entsprechenden



Strahlen längs des Strahles S bzw. R aus, und zwar kommen hier längs S und R sämtliche, bei unendlich langer, planparalleler Platte möglichen Vielfachen zur Entfaltung.

Man kann leicht zeigen, daß für solche Strahlen, deren Brechungswinkel nicht genau = 45° ist, vielfache Strahlen zur Ausbildung kommen müssen, die sämtlich untereinander parallel sind (vgl. Fig. 3). Man wird also vermuten, daß an einem vierkantigen prismatischen Glaskörper der dargestellten Art Interferenzen im Unendlichen entstehen, die nach Lummer als Interferenzen „gleicher Neigung“ zu bezeichnen sind. Da die Strahlen, welche diese Interferenzen erzeugen, die gleichen Eigentümlichkeiten besitzen wie die in Fig. 1 auftretenden (insbesondere ist der Strahl 1′ durch einen Phasensprung von $\pi/2$ ausgezeichnet), so würde folgen, daß zu den Strahlen R und S in Fig. 2 Interferenzen gehören, die den im reflektierten und im durchgehenden

Licht an einer planparallelen Platte auftretenden entsprechen, d. h. es würden durch die Strahlen R scharfe Interferenzminima auf hellem Grunde, durch die Strahlen S scharfe Interferenzmaxima auf dunkelm Grunde erzeugt werden. Die Interferenzen R und S sollten also komplementär sein.

Für die vom Brechungswinkel 45° abweichenden Strahlen gilt nicht, daß die unter sich parallelen Vielfachen wie in Fig. 2 in einen einzigen Strahl R bzw. S zusammenfallen. Die Entfernung xy (vgl. Fig. 3) zweier aufeinander folgender Vielfacher 1′ und 2′ ist indessen für kleine Abweichungen des Brechungswinkels von 45° nur klein. Setzen wir beispielsweise für diese Winkeldifferenz $1' = \frac{\pi}{180.60} = \frac{\pi}{10800}$, so würde in einem prismatischen Glaskörper, dessen Grundfläche ein Quadrat von der Kante a ist, die Wegdifferenz der Strahlen 1′ und $2' = 2a.\sqrt{2}$, also

$$xy.\sqrt{\frac{1}{2}} = \frac{2a\sqrt{2}.\pi}{10800},$$

d. h.

$$xy = \frac{\pi}{2700}\cdot a = \text{etwa } \frac{1}{860}\cdot a$$

sein.

Hieraus folgt, daß sich mehr als 400 vielfache Strahlen aus einem in der Mitte der Auftrefffläche anlangenden Strahle abspalten können, wenn die Winkeldifferenz desselben gegen den symmetrisch unter 45° im Innern des Interferenzprismas geneigten Strahl 1′ beträgt.

Für den Gangunterschied γ der vielfachen Strahlen ergibt sich für einen beliebigen Winkel r, der kleiner ist als 45°, wie hier nicht näher ausgeführt werden mag:

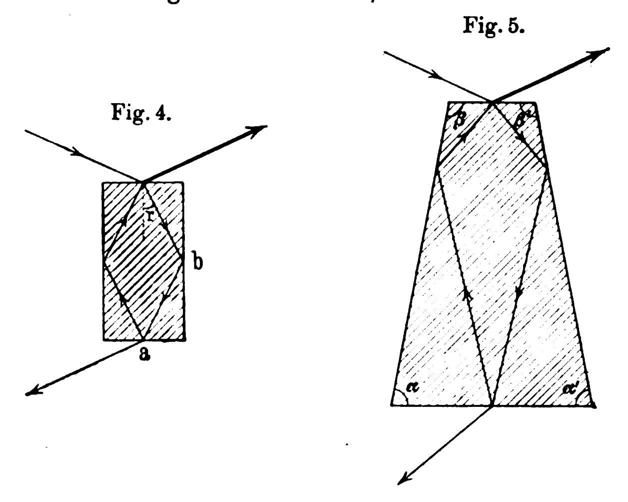
$$\gamma = 2an(\sin r + \cos r),$$

wenn a die Kantenlänge, n den Brechungsexponenten des Interferenzprismas, r den Brechungswinkel bedeutet. Da für eine planparallele Platte der Dicke a die Beziehung $\gamma' = 2an.\cos r$ gilt, so ist $\frac{\gamma}{\gamma'} = \frac{\sin r + \cos r}{\cos r}$. Für Brechungswinkel r, die sich von 45° nur wenig unterscheiden, gilt sonach angenähert:

$$\gamma = 2.\gamma'.$$

Die Ordnungszahl der Interferenzen des Interferenzprismas ist hiernach ungefähr doppelt so groß als diejenige an einer planparallelen Platte von gleicher Dicke. Da indessen die Abhängigkeit des Gangunterschiedes vom Winkel r eine andere Funktion ist als bei der planparallelen Platte, so können die Interferenzstreifen des Prismas keineswegs überall doppelt so eng sein als bei der Platte.

Die obigen Überlegungen bleiben prinzipiell bestehen, wenn die dicht an der Grenze der Totalreflexion liegenden Strahlen nicht einen Brechungswinkel von 45°, sondern einen beträchtlich



größeren oder kleineren Winkel haben. In Fig. 4 ist, entsprechend einem kleineren Brechungswinkel als 45° (für $n = 1{,}53$ ist $r = 41°$), die Form des Interferenzprismas angegeben, die wieder vollkommen symmetrischen Strahlengang erzielen läßt: man hat hier dem Prisma keine quadratische, sondern eine rechteckige Grundfläche zu erteilen, und es muß das Verhältnis der Kanten $a/b = \operatorname{tg} r$ sein. Auf die nähere Erörterung solcher Prismen mit rechteckiger Grundfläche mag hier verzichtet werden.

Wenn die Winkel der aneinanderstoßenden Flächen des Prismas nicht genau 90° betragen, müssen Störungen des Strahlenganges auftreten, die in erster Linie darin bestehen, daß die einzelnen Vielfachen nicht mehr genau parallel sind. Es können dann keine Interferenzen im Unendlichen mehr zustande kommen und

es müssen ähnliche Phänomene auftreten, wie bei nicht genau planparalleler, sondern etwas keilförmiger Platte. Doch ist es denkbar, daß auch bei Abweichungen der Prismenwinkel von 90° noch scharfe Interferenzen im Unendlichen bemerkbar werden, dann nämlich, wenn die Winkelfehler der einen reflektierenden Fläche durch diejenigen der anderen gerade aufgehoben werden; Fig. 5 stellt einen solchen Fall dar, wo aber die entsprechenden Winkel $\alpha = \alpha'$ und $\beta = \beta'$ sein müssen.

Die vollständige Theorie des Prismas erfordert vor allem die Berücksichtigung der Beugung; prinzipiell sollte hierdurch indessen an den obigen Betrachtungen nichts geändert werden. — Es mag noch darauf hingewiesen werden, daß das Prisma nicht nur als Spektroskop, sondern wohl auch zur Untersuchung der Vorgänge in der Grenze der Totalreflexion Verwendung finden könnte.

Nachtrag bei der Korrektur: An einem von H. Haecke-Berlin provisorisch geschliffenem Interferenzprisma von 3 mm Kantenlänge und quadratischer Grundfläche konnten verwaschene Interferenzstreifen der geschilderten Art im Unendlichen beobachtet und photographiert werden, deren Intensitätsverteilung augenscheinlich von der Breite des Kollimatorspalts unabhängig war. Die Winkel der aneinanderstoßenden Flächen des Prismas betrugen $90^\circ \pm 2''$. — Drei andere Interferenzprismen gleicher Größe, deren Winkelfehler etwa $\pm 7''$ betrugen, zeigten die gesuchten Streifen nicht. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit der Theorie.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

Über doppelt geladene Gasionen;
von J. Franck und W. Westphal.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 5. März 1909.)
(Vgl. oben S. 140.)

Die Ladung eines Gasions hat man mit hinreichender Genauigkeit gleich der eines Wasserstoffatoms bei der Elektrolyse, dem sogenannten Elementarquantum, bestimmt. Vor kurzem publizierte jedoch Townsend[1]) einige Versuche, aus denen hervorzugehen scheint, daß eine Ionisation durch Röntgenstrahlen mit zwei Elementarquanten geladene positive Ionen erzeugt, während die negativen Ionen stets einfach geladen sind. Man hat sich dann den Vorgang der Ionisation so vorzustellen, daß ein Molekül unter der Einwirkung der Röntgenstrahlen zwei Elektronen abspaltet, die zwei negative Ionen bilden, während der doppelt geladene positive Rest sich zum positiven Ion umbildet.

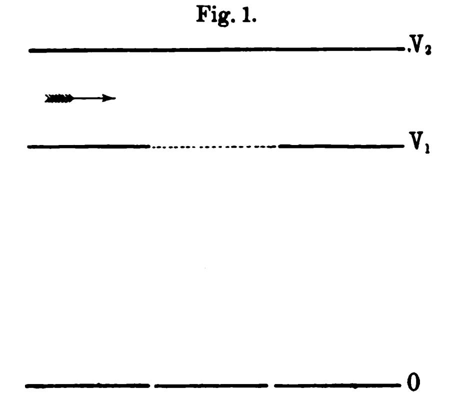
Townsends Versuchsanordnung bestand in ihrer Hauptsache in einer Serienschaltung zweier gleichgerichteter elektrischer Felder (Fig. 1). In dem Raume zwischen den Platten V_1 und V_2 wird die Luft durch Röntgenstrahlen ionisiert, während der Raum zwischen V_1 und O den Meßkondensator darstellt. Bei geeigneter Feldstärke kann man bekanntermaßen aus dem Ionisationsraum einige Ionen, deren Ladung von der Richtung des Feldes abhängt, durch ein Drahtnetz in den Meßraum hineintreten lassen und erhält so eine homogene Ionisation längs der Oberfläche des Drahtnetzes. Nach dem Durchgang durch das Netz bewegen sich diese Ionen unter der Einwirkung des zwischen V_2 und V_1 bestehenden elektrischen Feldes senkrecht nach unten auf das Zentrum der Platte O hin. Ihre Geschwindigkeit ist abhängig von der Feldstärke und dem Verhältnis von Ladung zu Masse des Ions. Ferner sind diese Ionen der Diffusion unterworfen, die ihnen auch eine seitliche Geschwindigkeit erteilt. Diese ist ab-

---

[1]) J. Townsend, Proc. Roy. Soc., May 1908.

hängig von der Anzahl und der Masse der Ionen. Das Zusammenwirken dieser beiden Faktoren nach dem Parallelogramm der Kräfte bewirkt eine Streuung der Ionen, deren Messung ein Mittel an die Hand gibt, das Verhältnis Diffusionskoeffizient : Beweglichkeit zu berechnen. Dieses Verhältnis steht in einer einfachen Beziehung zur Größe $N.e$, wobei N die LOSCHMIDTsche Zahl und e die Ladung des Ions bedeutet. TOWNSEND fand für dieses Produkt für negative Ionen die Zahl $1{,}23 . 10^{10}$ und für positive Ionen $2{,}41 . 10^{10}$, während sich aus der Elektrolyse $1{,}23 . 10^{10}$ berechnet. Die negativen Ionen tragen also die einfache Elementarladung, während die positiven Ionen doppelt geladen sind. Eine

Fig. 1.



frühere Methode TOWNSENDS[1]) zur Bestimmung von $N.e$, die in getrennten Messungen von Ionenbeweglichkeit und Diffusionskoeffizienten bestand, hatte für negative Ionen dasselbe Resultat ergeben, während sich für positive Ionen im Mittel der Wert $1{,}4 . 10^{10}$ ergab, ein Wert also, der für einfach geladene Ionen 14 Proz. zu hoch war, aber eine noch viel größere Abweichung von der Zahl ergab, die für doppelt geladene Ionen hätte herauskommen müssen. Den Unterschied zwischen seinen alten und seinen neuen Messungen schiebt TOWNSEND auf die Vermeidung jeglicher Wiedervereinigung der Ionen bei seiner neuen Methode, während bei der früheren Messung sowohl der Ionenbeweglichkeit wie des Diffusionskoeffizienten das Gas untersucht wurde, nach-

[1]) J. TOWNSEND, Phil. Trans. (A) **193**, 129, 1900.

dem schon eine starke Wiedervereinigung stattgefunden hatte. Diese muß natürlich bis zum Eintritt des Gases in den Meßapparat eine Menge doppelt geladener Ionen durch Zusammentreffen mit einwertigen negativen Ionen zu einwertigen positiven Ionen reduziert haben. Die große Wichtigkeit der Tatsache des Auftretens doppelt geladener Ionen ließ es wünschenswert erscheinen, den Nachweis dafür auf eine andere Weise, als es TOWNSEND getan hat, zu erbringen, und gleichzeitig die Konstanten dieser neuen Ionen festzustellen. Es ist nämlich von hohem Interesse, festzustellen, ob die Beweglichkeit der doppelt geladenen Ionen dieselbe ist wie die der einfachen, und der Diffusionskoeffizient halb so groß, oder die Beweglichkeit die doppelte bei gleichem Diffusionskoeffizienten, oder ob eine andere Verteilung der Faktoren stattfindet. Denn dieses läßt einen Rückschluß auf die Masse des Ions zu, die von Wichtigkeit für die Beurteilung der Gleichgewichtsverhältnisse der Ionen ist.

Am gangbarsten erschien uns der Weg, den TOWNSEND in seiner ersten Methode angewandt hatte, nur mußte Beweglichkeit und Diffusion der Ionen so gemessen werden, daß auch hierbei eine Wiedervereinigung ausgeschlossen wurde.

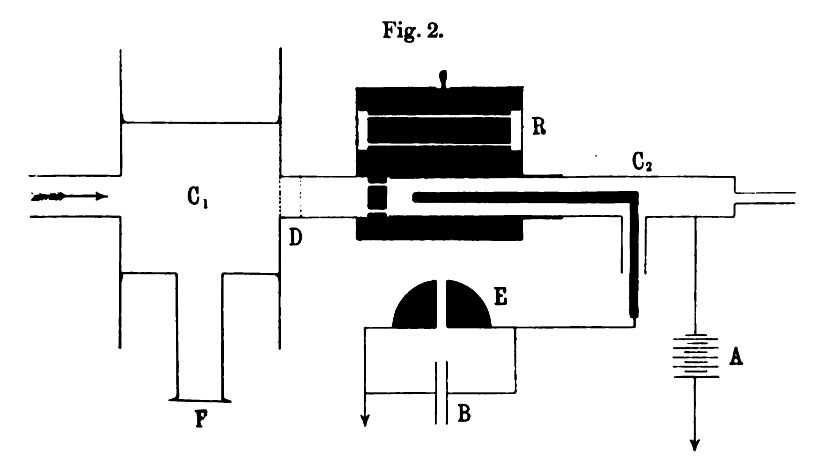
Beweglichkeitsmessung.

Auf die Bestimmung der Ionenbeweglichkeit brauchen wir nur kurz einzugehen. Bei all unseren Versuchen ergab sich nie eine Abweichung von der normalen Ionenbeweglichkeit. Wir benutzten zu dieser Bestimmung die Methode von ZELENY[1]) mit einigen Modifikationen, welche die Wiedervereinigung von Ionen auszuschließen gestattete. Unsere Anordnung zeigt Fig. 2. Sie besteht aus einem Plattenkondensator C_1, an den sich der Zylinderkondensator C_2 anschließt. Der Kondensator C_1 besteht aus zwei großen Messingplatten. Der Raum zwischen ihnen ist durch ein 10 cm weites Glasrohr abgeschlossen. Der Plattenabstand beträgt 15 cm. Durch ein Aluminiumfenster F fallen Röntgenstrahlen in den Kondensator und ionisieren das Gas, welches in der Richtung des Pfeiles, gut getrocknet, von einer Bombe aus hindurchgeblasen wird. Die Gasgeschwindigkeit wurde mittels einer kleinen Gasuhr

[1]) ZELENY, Phil. Trans. (A) 195, 193, 1900.

gemessen. Es wurde mit sehr harten und sehr weichen Röntgenstrahlen gearbeitet. Durch passende Ausblendung und richtige Wahl der Feldstärke gelingt es dann, Sättigung der einen Ionenart gegen den Luftstrom zu erreichen, so daß aus dem Ionisationskondensator nur positive oder nur negative Ionen in den Zylinderkondensator hineintreten[1]). Das hierzu erforderliche Feld ist natürlich zur Vermeidung der Wiedervereinigung mehr als hinreichend. Wir benutzten einen Potentialgradienten von 250 Volt/cm.

Fig. 2.



A Akkumulatorenbatterie, *B* Bronsonwiderstand, C_1 Ionisationskondensator, C_2 Zylinderkondensator, *D* Drahtnetze, *E* Elektrometer, *F* Aluminiumfenster, *R* Revolvertrommel.

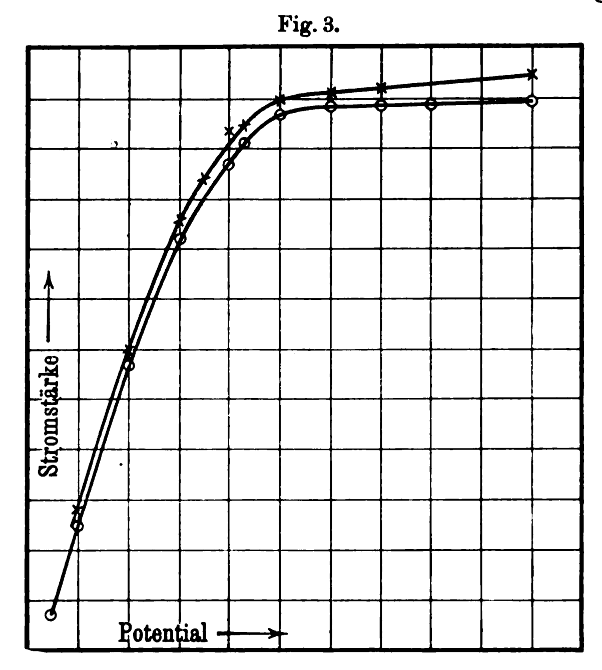
Die in den Zylinderkondensator eintretenden Ionen werden nun durch Aufnahme der Sättigungskurve (es handelt sich hier um Sättigung gegen das Vorbeiblasen der Ionen an der Innenelektrode) in bekannter Weise auf ihre Beweglichkeit untersucht. Als Beispiel der Übereinstimmung der Ionenbeweglichkeit unter verschiedenen Bedingungen mögen zwei Sättigungskurven positiver Ionen dienen (Fig. 3). Die eine ist gewonnen unter Ausschluß jeder Wiedervereinigung bei geringer Stromstärke, die andere bei großer Stromstärke, ohne daß die Wiedervereinigung gehindert wurde.

[1]) Das mit *R* bezeichnete Stück des Apparates diente zu den späteren Diffusionsmessungen und ist hierbei wegzudenken.

Messung des Diffusionskoeffizienten.

Zur Messung der Diffusion wählten wir im Prinzip die alte TOWNSENDsche Methode. Die wegen der besonderen Bedingungen veränderte Versuchsanordnung bestand aus einem Rohrsystem, das sich aus dem oben beschriebenen Ionisationskondensator C_1, der Revolvertrommel R und dem verschiebbaren Zylinderkondensator C_2 zusammensetzte. Wie vorher werden auch hier Ionen eines Vorzeichens aus dem Ionisationskondensator hinausgeblasen.

Fig. 3.



Sie treten dann in die Revolvertrommel, den eigentlichen Diffusionsapparat, ein. Durch Drehung der Trommel kann man in den Weg der Ionen einmal das kürzere der engen Rohrsysteme, ein anderes Mal das längere Rohrsystem einschalten. Diese bestanden aus einem Kranz von je acht Röhren von 1,5 bzw. 8,5 cm Länge und 0,4 cm Durchmesser. Man kann aus dem Verhältnis der aus den Röhren austretenden Ionenmengen den Diffusionskoeffizienten bestimmen. Um alle aus den Röhren austretenden Ionen auf der Innenelektrode des Zylinderkondensators zu sammeln,

muß hinter den Röhren Sättigungsstrom herrschen, was durch eine Verschiebung dieses Kondensators bis nahe an die Rohrenden erreicht wird. Da die Logarithmen der Ausschläge des mit Bronsonwiderstand versehenen Elektrometers in die Berechnung eingehen, so müssen an die Konstanz der Ionisierung große Ansprüche gestellt werden, was besonders bei Messungen mit dem weichen Röntgenrohr nicht immer leicht zu erreichen war.

Es wurden zwei Arten von Meßreihen ausgeführt. Erstens wurde die Diffusion untersucht ohne Ausschluß der Wiedervereinigung, d. h. ohne Spannungsdifferenz an den Platten des Ionisationskondensators; zweitens wurde durch Anlegen eines hohen Potentials an dieselben die Diffusion untersucht unter Ausschluß jeder Wiedervereinigung. Es ergaben sich folgende Mittelwerte des Diffusionskoeffizienten K:

	Franck und Westphal	Townsend
Positive Ionen	$K = 0\,0298$ ohne Feld $K = 0{,}0290$ mit Feld	$K = 0{,}028$
Negative Ionen	$K = 0{,}0452$ ohne Feld $K = 0{,}0448$ mit Feld	$K = 0{,}043$

Die Abweichung unserer Messungen untereinander betrug im Maximum $\pm$ 6 Proz.

Es ergibt sich also eine gute Übereinstimmung zwischen Townsends und unseren Messungen. Gleichzeitig ist jedoch ersichtlich, daß die Verhinderung der Wiedervereinigung durch das Feld keinen wesentlichen Einfluß auf das Resultat hat, weder auf die Beweglichkeit noch auf die Diffusion. Das Resultat erfährt keine Änderung durch Variation der Härte der Strahlen. Berechnet man aus den erhaltenen Daten jetzt $N.e$ nach der Formel

$$N.e = \frac{U}{K} \cdot P,$$

wobei U die Beweglichkeit, K den Diffusionskoeffizienten, P den Atmosphärendruck bedeutet, so erhält man wieder für die negativen Ionen den richtigen Wert, für die positiven Ionen, gerade so wie früher Townsend, einen Wert, der etwa 12 Proz. zu hoch ist. Man sieht also, daß bei Ionisierung durch Röntgenstrahlen

durchaus nicht alle positiven Ionen, sondern nur ein gewisser Prozentsatz doppelt geladen ist. Da, wie sich oben erwiesen hat, die Beweglichkeit der einfach und der doppelt geladenen positiven Ionen identisch ist, so muß man für den Diffusionskoeffizienten der doppelt geladenen Ionen den halben Wert des normalen Diffusionskoeffizienten erwarten. Ein Gemisch beider Ionenarten wird demgemäß einen scheinbaren Diffusionskoeffizienten zeigen, der für die einfach geladenen Ionen zu klein, für die doppelt geladenen zu groß erscheint, wie es unser Resultat zeigt. Diese Überlegung und die TOWNSENDschen Resultate, bei denen die zur Messung gelangenden positiven Ionen ja alle die Ladung $2e$ trugen, brachten uns auf die Vermutung, daß es gelingen müsse, durch eine Art „fraktionierte Diffusion" die doppelt geladenen Ionen von den einfachen Ionen zu trennen, und daß dieser Einfluß und nicht die Beseitigung der Wiedervereinigung auch bei TOWNSEND die wesentliche Rolle gespielt haben muß. Durch Einsetzen von mehreren sehr engmaschigen Drahtnetzen in den Weg der Ionen vor der Untersuchung der Diffusion und durch ganz langsames Blasen gelang es uns, eine immer größere Anreicherung an doppelt geladenen Ionen zu erzielen, d. h. wir erhielten ein Fallen des Diffusionskoeffizienten bis auf beinahe den halben Wert. Zum Beispiel erhielten wir:

ohne Drahtnetz	$K = 0{,}029$
mit einem dichten Netz	$K = 0{,}020$
mit drei Netzen	$K = 0{,}0175$

Der letzte Wert zeigt uns, daß wir es jetzt fast nur noch mit doppelt geladenen Ionen zu tun haben, denn der für diese Ionen berechnete Wert ergibt $K = 0{,}0165$. Daß bei TOWNSEND schon ein Drahtnetz genügte, um alle positiven Ionen mit einfacher Ladung zurückzuhalten, erklärt sich daraus, daß die Ionen mit äußerst kleiner Geschwindigkeit durch das Netz hindurchgetreten sind.

Dieser Nachweis einer fraktionierten Diffusion von Ionen durch Drahtnetze hindurch erlaubt eine bei Röntgenstrahlen beobachtete Erscheinung zu erklären, nämlich daß beim Erzeugen von unipolarer Oberflächenionisation durch ein Drahtnetz immer mehr positive als negative Ionen hindurchtreten. Auch diese Erscheinung erklärt sich durch das Auftreten doppelt geladener positiver Ionen,

die wegen ihres kleineren Diffusionskoeffizienten beim Durchgang durch das Netz bevorzugt werden müssen. Wir hoffen, nächstens berichten zu können, wie man die Differenz der Anzahl der negativen und der positiven Ionen, die durch ein Drahtnetz hindurchtreten, dazu benutzen kann, um den Prozentgehalt an doppelt geladenen positiven Ionen für verschiedene Ionisatoren und Gase festzustellen.

Eine angenäherte Berechnung des Prozentgehaltes an doppelt geladenen Ionen läßt sich schon jetzt durch eine Erweiterung der für diese Frage geltenden Gleichungen auf einfach und doppelt geladene Ionen unter Benutzung der theoretischen und des gemessenen „Mischdiffusionskoeffizienten" anstellen. Diese ergibt einen Gehalt von etwa 9 Proz. an doppelt geladenen positiven Ionen.

Doch scheint uns der Nachweis doppelt geladener Ionen das Problem noch nicht zu erschöpfen. Vielmehr liegt die Annahme nahe, daß es auch Ionen mit mehr als zwei Ladungen gibt, deren Zahl den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit unterworfen ist, aber wohl auch von der Art des Ionisators abhängt. Ein einwandfreier Nachweis drei- oder mehrfach geladener Ionen war bei unserer Anordnung bisher nicht möglich, da bei weiterer fraktionierter Diffusion die Effekte zu klein wurden, um genügend genaue Resultate zu erzielen.

Wichtig erscheint uns die Tatsache, daß die Beweglichkeit der einfach und der doppelt geladenen Ionen dieselbe ist. Empirisch ist das Gesetz gefunden, daß die Ionenbeweglichkeiten in verschiedenen Gasen sich umgekehrt proportional den Wurzeln aus den Molekulargewichten verhalten. Dies Gesetz hat nach bisher unveröffentlichten Versuchen von J. Franck und R. Pohl auch Gültigkeit in Gasgemischen. Es ergab sich eine Beweglichkeit entsprechend dem „scheinbaren Molekulargewicht" der Mischung. Also: die Ionenbeweglichkeit ist unabhängig von der Masse des Primärkernes. Die hier beschriebenen Versuche ergeben Gleichheit der Beweglichkeit von einfach und doppelt geladenen Ionen. Es folgt also: die Ionenbeweglichkeit ist auch unabhängig von der Ladung des Ions.

Das Auftreten doppelt geladener positiver Ionen scheint uns, worauf wir an dieser Stelle nur hinweisen möchten, auch die



Ursache zu sein, daß bei Messung der Wiedervereinigung weder bisher eine genügende Übereinstimmung der Wiedervereinigungskonstanten erhalten wurde, noch eine quantitativ befriedigende Theorie dafür sich aufstellen ließ.

Resultate.

1. Bei Ionisation mit Röntgenstrahlen entstehen, wie bereits TOWNSEND gezeigt hat, doppelt geladene positive Ionen. TOWNSENDs Ansicht ist dahin zu ändern, daß dieselben nur einen Bruchteil, bei Röntgenstrahlen etwa 9 Proz., der gesamten positiven Ionenzahl bilden. Das Auftreten einer kleinen Zahl noch höher geladener Ionen ist wahrscheinlich.

2. Die doppelt geladenen Ionen lassen sich von den einfachen durch „fraktionierte Diffusion“ trennen.

3. Die Beweglichkeit der doppelt geladenen positiven Ionen ist gleich der der einfachen, ihr Diffusionskoeffizient halb so groß. Also ist e/m für beide Ionenarten identisch; die doppelte Ladung aggregiert doppelte Masse. Es bestätigt sich also das Gesetz, daß die Beweglichkeit der Ionen nur vom Gase, das sie enthält, nicht von der Art des primären Kernes abhängt.

Berlin, Physik. Institut der Universität, März 1909.



Über die Okklusion der Gasreste in Vakuumröhren und die Entstehung von Gasblasen in der Glasoberfläche;

von Robert Pohl.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 5. März 1909.)
(Vgl. oben S. 140.)

Vor einiger Zeit hat A. A. Campbell Swinton[1]) eine mechanische Theorie der Okklusion der Gasreste in stromdurchflossenen evakuierten Entladungsröhren zu geben versucht. Er zeigte, daß das Glas solcher Rohre bei der Erhitzung in der Gebläseflamme eine weißliche Trübung erfährt, die sich unter dem Mikroskop als Folge zahlloser im Mittel 10 μ großer Blasen erweist, die in der Oberfläche des Glases innerhalb einer etwa 100 μ dicken Schicht liegen. Durch Zertrümmerung des Glases im Vakuum suchte Swinton den Inhalt der Blasen festzustellen und er fand in der Regel Wasserstoff, im Falle eines mit Helium beschickten Rohres Helium. Aus diesen Versuchen zog Swinton den Schluß, daß das Gas durch die Kathodenstrahlen mechanisch in das Innere des Glases hineingeschossen werde, und daß sich so die zunehmende Evakuierung der im Betrieb befindlichen Vakuumrohre erkläre.

Die Angaben Swintons über die Entstehung der Blasen bei der Erhitzung in der Gebläseflamme konnte ich bei einer Wiederholung der Versuche[2]) bestätigen, nicht aber die Angaben über den Inhalt der Blasen und ihre Ursache. Denn es zeigte sich folgendes: H_2 wurde nicht nur von blasenhaltigem, sondern jedem beliebigen Glase beim Zertrümmern abgegeben, He nur, wenn das Glas noch Spuren von zerstäubtem Elektrodenmaterial (Al) enthielt. Die Blasen traten auf, solange das Glas einen, wenn auch äußerst feinen Überzug von zerstäubtem Aluminium aufwies. Wurde dieser Überzug mit HNO_3 vor der Erhitzung entfernt, so blieb die Blasenbildung aus, andererseits ließ sie sich künstlich

---

[1]) The Occlusion of the Residual Gas by the Glass Walls of Vacuum tubes. Proc. Roy. Soc. (A) 79, 134—137, 1907.

[2]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 306—314, 1907.

durch mechanisches Auftragen von Al-Schaum wieder hervorrufen. Daher suchte ich die SWINTONsche Erklärung der Blasen durch ein mechanisches Eintreiben des Gases ins Glas durch die Auffassung zu ersetzen, daß der Ursprung der Blasen in einem chemischen Vorgang zu suchen sei, der sich in der Gebläseflamme bei Anwesenheit von Aluminium auf dem Glase abspielt.

Zu nahezu gleichem Schlusse kamen später unabhängig SODDY und MACKENZIE[1]) bei ihren Versuchen über die elektrische Entladung in einatomigen Gasen. In einem besonderen Abschnitte über den „CAMPBELL-SWINTON-Effekt" wird die mechanische Eintreibung des Gases in das Glas verworfen und die Entstehung der Blasen ebenfalls auf einen chemischen Vorgang zurückgeführt, der sich in der Gebläseflamme abspielt, nachdem die Oberfläche des Glases unter dem Aufprall der Kathodenstrahlen durch lokale Erhitzung zersetzt worden ist.

Entgegen obigen Ausführungen sucht SWINTON[2]) neuerdings die mechanische Erklärung der Gasblasen aufrecht zu erhalten, indem er folgende neue Tatsachen anführt: Die früher nur in Rohren mit Aluminiumelektroden beschriebenen Blasen treten auch in einem elektrodenlosen Rohre auf, durch das $7^1/_2$ Stunden Wechselstrom geflossen ist. Die Blasen sind halb so groß wie in den Rohren mit Al und liegen nur bis zu $25\,\mu$ tief. Ihre Entstehung läßt sich durch Behandlung mit HNO_3 vor dem Erhitzen in der Regel nicht verhindern, wohl aber in dem Falle, daß das Glas einen leichten oberflächlichen Überzug von Fett (aus dem Hahnenfett) aufweist. Da kein Aluminium vorhanden, auch keine Erwärmung des Rohres festzustellen war, so wird durch diese Versuche die von mir und SODDY und MACKENZIE vertretene chemische Auffassung als widerlegt betrachtet.

Zweitens wird zum Beweise für die mechanische Eintreibung angeführt, daß die Bildung der Blasen vor der Erhitzung durch Abkratzen von Schichten von 2,5 bis $15\,\mu$ Dicke verhindert werden kann, während die Kathodenstrahlen nach Absorptionsversuchen mit Al bis zu einer Tiefe von $15\,\mu$ in das Glas einzudringen vermögen. Die wesentlich, in der Regel 10mal größere Tiefe, die

---

[1]) F. SODDY und TH. D. MACKENZIE, Proc. Roy. Soc. (A) 80, 92—109, 1908.
[2]) A. A. CAMPBELL SWINTON, ebenda (A) 81, 453—459, 1908.

an den gebildeten Blasen beobachtet wird, soll hingegen von einer Diffusion des Gases im flüssigen Glase in der Flamme herrühren.

Drittens endlich wird die mechanische Eintreibung des Gases in das Glas als Erklärung der dauernden Abnahme herangezogen, die das Fluoreszenzvermögen des Glases nach Versuchen von Sir CROOKES[1]) neben der vorübergehenden Ermüdung durch Kathodenstrahlen erfährt. Es läßt sich nämlich zeigen, daß auch diese Erscheinung mit dem Abtragen einer bis zu 17 μ dicken Schicht zu beseitigen ist.

Diese neuen Versuche scheinen mir die oben angeführte Auffassung vom chemischen Ursprung der Blasen bei der Erhitzung in der Gebläseflamme durchaus zu bestätigen, statt, wie SWINTON angibt, für die mechanische Eintreibung des Gases in die Glaswände zu sprechen. Für diese Erklärung bleibt nämlich auch jetzt, wo die Tiefe, bis zu der die Moleküle in das Glas hineingeschossen werden, nur etwa der zehnte Teil des früheren Wertes, nämlich etwa 15 μ angegeben wird, eine grundsätzliche Schwierigkeit bestehen: Es ist nicht einzusehen, durch welche beschleunigenden Kräfte die H-Atome die zur Durchdringung von Materie erforderliche Geschwindigkeit erhalten sollen. Denn gibt SWINTON auch keine Werte der an die Entladungsgefäße angelegten Spannungen, so läßt sich deren Größenordnung doch aus den angeführten Dicken x der absorbierenden Schichten berechnen. Man erhält als Absorptionsindex λ der Formel $J = J_0 e^{-\lambda x}$ für λ in Substanzen von der Dichte des Glases oder Aluminiums Werte von 3000 bis 18000 cm^{-1}, während dem von LENARD[2]) gemessenen Werte $\lambda = 7800\,\text{cm}^{-1}$ etwa Geschwindigkeiten von 10^4 Volt entsprachen. Spannungen dieser Größenordnung vermögen wohl Elektronen derart zu beschleunigen, daß sie Materie durchdringen, aber nie H-Atome mit einer an 1900 mal größeren Masse. Das zeigt ein Vergleich mit den Zahlen des einzigen bisher bekannten Falles, in dem materielle Atome Materie zu durchdringen vermögen, nämlich dem der aus geladenen He-Atomen bestehenden α-Teilchen radioaktiver Substanzen, die beim RaC bis zu 37 μ Al zu durchfliegen vermögen. Doch müssen für die He-Atome

---

[1]) Sir W. CROOKES, Phil. Trans. 1879, part. 2, S. 645.

[2]) J. J. THOMSON, Cond. of El. through gases, 1. Aufl., S. 310.

die Geschwindigkeiten $> 0{,}82 . 10^8$ cm/sec, die kinetische Energie $> 2 . 10^{-6}$ Erg sein, Zahlen, die für die doppelte Ladung des He-Atoms beschleunigenden Kräften von 640 000 Volt entsprechen [1]). Daß He-Atome derartiger Beschleunigung tatsächlich wenigstens einen Teil der von SWINTON beschriebenen Erscheinungen hervorrufen können, nämlich die Masse eines im geschlossenen Volumen befindlichen Gases durch Eindringen in die Wände zu vermindern, zeigen die Versuche RUTHERFORDS [2]) über das Volumen der Radiumemanation, deren Dichte bei konstantem Volumen unregelmäßige Veränderungen aufwies, die zum Teil auf obige Ursache zurückzuführen sein dürften. Den zweiten Teil des SWINTONschen Versuches, die Entstehung von Blasen bei der Erhitzung eines Glasröhrchens, das mehrere Jahre ein α-Strahlenpräparat enthalten hatte, habe ich allerdings bei meinen früheren Versuchen über den Gegenstand vergebens gesucht. Berücksichtigt man ferner, daß die Blasenbildung, wenigstens bei Anwesenheit von Aluminium, schon bei so niedrigen Spannungen auftreten kann, daß das Glas noch nicht die grüne Fluoreszenz zeigt, so liegt in der Größenordnung der für H-Atome erforderlichen Beschleunigungen eine Schwierigkeit, die meines Erachtens bei der Auffassung SWINTONS nicht zu umgehen ist.

Wohl aber dürften auch die neuen Versuche SWINTONS leicht zu erklären sein, wenn man die Entstehung der Blasen als einen chemischen Vorgang in der Gebläseflamme auffaßt. Hat man es, wie in dem ersten obenerwähnten Versuch, mit einem Rohr mit Außenelektroden zu tun, so kann in diesem Falle natürlich kein Überzug zerstäubten Aluminiums die Ursache der Blasen sein, wohl aber irgend eine andere oberflächliche Veränderung des Glases unter dem Anprall der Elektronen. Als solche kommt natürlich in erster Linie die bekannte Zersetzung des Glases unter der Einwirkung der Kathodenstrahlen in Frage, die, wie erwähnt, schon von SODDY und MACKENZIE herangezogen wurde und teils auf Wärme-, teils auf elektrolytische Vorgänge zurückzuführen ist. Und in der Tat läßt sich leicht zeigen, daß ein Stück Glas, das nach WARBURGS Verfahren elektrolysiert ist, und auf dessen der

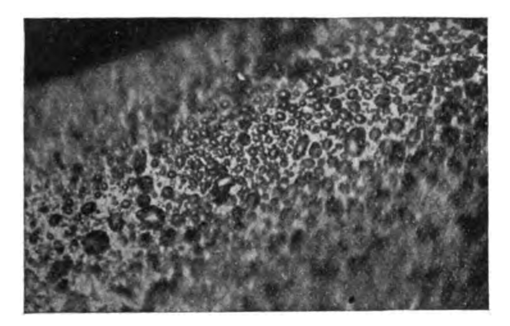
---

[1]) E. RUTHERFORD, Radioaktive Umwandlungen, Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn, 1907.

[2]) E. RUTHERFORD, Wien. Ber. 117 [2a], 936, 1908.

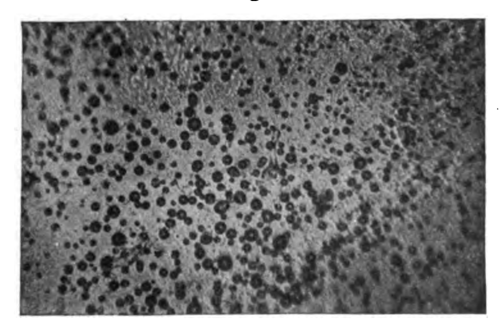
Kathode zugewandten Seite sich etwas Na ausgeschieden hat, auf dieser Seite in der Flamme ebenfalls die blasenhaltige Schicht entstehen läßt. Die Fig. 1 und 2 zeigen Mikrophotogramme in etwa 90- und 150 facher Vergrößerung, die durchaus das Aussehen der früher mitgeteilten, durch Al-Niederschläge erzeugten Bilder zeigen

Fig. 1.



90 fache Vergrößerung.

Fig. 2.



150 fache Vergrößerung.

(vgl. 1 bis 4 und 7 meiner zit. Arbeit). (Zur Ausführung des Versuches ist noch zu bemerken, daß als Anode, wie üblich, auf etwa 300° erhitztes Na-Amalgam diente, in das ein mit N_2 von mehreren Millimeter Druck gefülltes Glasrohr eintauchte. Die Kathode bestand aus Platin, weil dies Metall bei der Zerstäubung keine Blasen gibt. Vgl. Fig. 5 und 6, l. c. Die Spannung betrug etwa 1000 Volt.)

Es zeigt also die Ausscheidung von metallischem Na in der oberen Schicht des Glases eine Blasenbildung ähnlich der durch Al hervorgerufenen. Da die Blasen von den bei Anwesenheit von Al erzeugten sich dadurch unterscheiden, daß sie nur etwa halb so groß sind und weniger tief gelagert sind, gerade so, wie es SWINTON für die elektrodenlosen Rohre beschreibt, so dürfte die oberflächliche Zersetzung des Glases als Erklärung des ersten SWINTONschen Versuches sehr wahrscheinlich sein.

Auch der zweite und dritte Versuch steht mit dieser Auffassung durchaus in Einklang. — Eine Elektrolyse des Glases, oder vorsichtiger gesagt, eine chemische Veränderung der Glasoberfläche durch die Kathodenstrahlen wird sich nicht tiefer erstrecken, als diese eindringen, und damit erklärt sich die Tatsache, daß sich die Blasenbildung vor der Erhitzung durch Abtragen einer Schicht von der Dicke der Reichweite der Strahlen verhindern läßt. Schließlich beweist der Zusammenhang mit dem Fluoreszenzvermögen das Vorhandensein einer chemischen Veränderung des Glases, da diese Erscheinungen stets miteinander verknüpft gefunden wurden [1]).

---

[1]) Vgl. z. B. O. REICHENHEIM, diese Verh. **11**, 48, 1909.

Berlin, März 1909. Physikal. Institut d. Universität.

Zur Brennweitenbestimmung durch Autokollimation;

von Heinrich Erfle.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. März 1909.)

Eine sehr empfindliche Methode der Brennweitenbestimmung ist bekanntlich die der Autokollimation[1]). Zunächst ist dabei vorausgesetzt, daß der verwendete Spiegel eben sei. Dann folgt aus einer einfachen Überlegung für die Brennweite f die Formel

$$f = \frac{2ab}{a+b}, \tag{1}$$

die für den Fall, daß der absolute Betrag von $(a-b)$ klein ist im Vergleich zu f, durch die Näherungsformel[2])

$$f = \frac{a+b}{2} \tag{2}$$

ersetzt werden kann. Dabei ist a die Entfernung des Gegenstandes (beleuchtetes Diaphragma zum Beispiel) vom zweiten Hauptpunkt des Objektivs und b die Entfernung des Bildes, ebenfalls vom zweiten Hauptpunkt aus gemessen. Ist $a = b$, dann

$$f = a = b.$$

Ist der Spiegel nicht eben, sondern schwach gekrümmt, dann wird die Formel 1) bzw. 2) nicht mehr die Brennweite richtig

---

[1]) Vgl. z. B. WINKELMANNS Handbuch der Physik, 2. Aufl., VI. Bd., S. 438—439, 1906. — KAYSERS Handbuch der Spektroskopie, 1. Bd., S. 337, 1900 (Schluß von § 332). MÜLLER-POUILLETS Lehrbuch der Physik, 9. Aufl., II (1), S. 220 (Fig. 167), 224, 227, 228, 1897.

[2]) Aus $b = a + d$ und 1) folgt

$$f = \frac{a+d}{1+\frac{d}{2a}} \text{ und hieraus näherungsweise } f = a + \frac{d}{2} = \frac{a+b}{2}.$$

ergeben[1]), sondern der daraus erhaltene Wert wird um so mehr von der wirklichen Brennweite des Objektivs verschieden sein, je kleiner der Krümmungsradius des verwendeten Spiegels und je größer die wirkliche Brennweite des Objektivs ist. Im folgenden soll die Formel für den Einfluß der Spiegelkrümmung bei dieser Methode der Brennweitenbestimmung abgeleitet werden.

Wir wollen die aus $\frac{2ab}{a+b}$ berechnete Größe die scheinbare Brennweite F des Objektivs nennen, also

$$F = \frac{2ab}{a+b}. \tag{3}$$

Die wirkliche Brennweite des Objektivs sei f, f' sei die Brennweite des Spiegels (f' positiv für Hohlspiegel, negativ für Konvexspiegel). Für das Objektiv ist

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b'}=\frac{1}{f}, \quad b'=\frac{fa}{a-f}.$$

Ferner gilt für den Hohlspiegel

$$A=-b'=\frac{fa}{f-a}$$

und

$$\frac{1}{A}+\frac{1}{B}=\frac{1}{f'},$$

d. h.

$$B=\frac{f'A}{A-f'}.$$

Für das Objektiv ist die neue Gegenstandsweite

$$a'=-B=\frac{f'A}{f'-A}$$

und schließlich

$$\frac{1}{a'}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}, \quad \text{also} \quad b=\frac{fa'}{a'-f}.$$

[1]) Veranlaßt wurde ich zu dieser Untersuchung gelegentlich meiner Tätigkeit in der optisch-astronomischen Werkstätte von C. A. Steinheil Söhne.

Setzt man der Reihe nach in die Formel für b die Werte a', A ein, so erhält man

$$b = \frac{ff'A}{f'A - ff' + fA} = \frac{fA}{A - f + \frac{f}{f'}A} = \frac{fa}{2a - f + \frac{f}{f'}a} \qquad 4)$$

und hieraus

$$f = \frac{2ab}{a + b - \frac{ab}{f'}}. \qquad 5)$$

Für $f' = \infty$ (ebener Spiegel) folgt hieraus selbstverständlich wieder Formel 1). Gleichung 5) kann auch mit Benutzung von 3) in der Form geschrieben werden:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{F} - \frac{1}{2f'}. \qquad 5a)$$

Wenn $a + b$ groß ist gegenüber $\frac{ab}{f'}$, d. h. $\frac{ab}{(a+b)f'}$ oder $\frac{F}{2f'}$ klein gegen 1, dann ergibt sich aus 5) die Näherungsformel[1])

$$f = \frac{2ab}{a+b}\left\{1 + \frac{ab}{(a+b)f'}\right\}$$

oder, mit Einführung von F,

$$f = F + \frac{F^2}{2f'}. \qquad 6)$$

Daraus folgt, daß bei sehr großen Brennweiten f der Einfluß einer etwaigen Spiegelkrümmung stark hervortritt, da das Korrektionsglied in 6) proportional dem Quadrat der scheinbaren Brennweite ist. Formel 6) kann für den Fall, daß für zwei Objektive mittels desselben Spiegels die Brennweite nach der Autokollimationsmethode bestimmt wird, auch so geschrieben werden:

$$\frac{f_1 - F_1}{f_2 - F_2} = \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2. \qquad 6a)$$

---

[1]) Indem $\frac{1}{1 - \frac{ab}{(a+b)f'}}$ in eine Reihe entwickelt wird bis zum Glied $+\frac{ab}{(a+b)f'}$.

Nehmen wir z. B. an, $f' = +500$ m, $F = 2$ m, so folgt aus 6) $f = 2 + {}^4/_{1000}$ oder $f - F = 4$ mm, während hingegen für das gleiche f' und $F = 20$ m folgt $f - F = 400$ mm!

Man sieht hieraus, daß zur genauen Bestimmung solch großer Brennweiten durch Autokollimation der Einfluß der Spiegelkrümmung und auch etwaiger Verschiedenheit derselben an verschiedenen Stellen des Spiegels sehr sorgfältig berücksichtigt werden müßte, während bei kleinen Brennweiten des Objektivs dieser Einfluß sehr häufig vernachlässigt werden darf, z. B. für $f' = 500$ m, $F = 0{,}5$ m folgt $f - F = 0{,}25$ mm.

Würde ein Quecksilberhorizont als Spiegel zur Autokollimation verwendet, wo also $2f' = -6370 \cdot 10^3$ m, so wäre selbst bei $F = 20$ m $f - F$ nur etwa $-{}^1/_{16}$ mm [1]).

Bei Verwendung eines Hohlspiegels ist nach 6) $f - F$ positiv, d. h. die wahre Brennweite größer als die scheinbare Brennweite, im Falle des Konvexspiegels tritt das Umgekehrte ein. [Man ersieht dies ebenso aus der streng gültigen Gleichung 5a)].

Die Distanz δ zwischen Spiegel und Objektiv kommt, solange sie klein ist und $\left(\frac{a-b}{a}\right)^2$ klein ist gegen 1, nicht in Betracht [2]).

Ferner sei noch darauf hingewiesen, daß bei bekanntem f und F aus 6) der Krümmungsradius $2f'$ des Spiegels bestimmt werden kann.

Aus 5a) läßt sich auch die Brennweite F' eines aus Spiegel und Objektiv bestehenden Systems berechnen [3]). Es ist nämlich $F' = \frac{ab}{a+b}$, wo a und b wie früher definiert sind,

---

[1]) Es sei hier noch erwähnt, daß der größte Krümmungsradius bei den möglichst planen, von der Firma Zeiss an die Physik.-Techn. Reichsanstalt gelieferten Glas- bzw. Quarzplatten $510 \cdot 10^3$ m war, nach Messungen von O. Schönrock (ZS. f. Instrkde. 28, 182 unten, 1908).

[2]) Bei Benutzung eines ebenen Spiegels z. B. ergibt sich folgende Näherungsformel: $f = \frac{2ab}{a+b} - \frac{\delta}{4}\left(\frac{a-b}{a}\right)^2$. ($\delta$ ist der Abstand des ersten Hauptpunktes des Objektivs vom Spiegel.)

[3]) Dabei sei der Abstand zwischen Spiegel und Objektiv klein.

d. h. $F = 2\,F'$. Setzen wir ferner $2\,f' = R$ (Radius der Spiegelfläche), dann ergibt 5a)

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2\,F'} - \frac{1}{R}. \tag{7}$$

Wir wollen einen speziellen Fall eines solchen Systems betrachten: eine plankonvexe Linse, welche auf der konvexen Seite versilbert ist; bekanntlich werden derartige plankonvexe Linsen mitunter als Ersatz für einen Hohlspiegel angewendet, z. B. bei Galvanometern mit objektiver Ablesung. Hierbei ist $\frac{1}{f} = \frac{n-1}{R}$ (n Brechungsexponent für eine bestimmte Wellenlänge). Aus 7) folgt dann

$$F' = \frac{R}{2\,n} \tag{8}$$

für die Brennweite der als Hohlspiegel wirkenden plankonvexen rückseitig versilberten Linse. Speziell für $n = \frac{3}{2}$ wird $F' = \frac{R}{3}$.

Formel 8) stimmt überein mit dem Resultat, das man erhält, wenn man die Schnittweite der senkrecht auf die ebene Seite der Linse auftreffenden achsenparallelen Strahlen[1]) berechnet; verfolgt man einen solchen Strahl, so wird er an der gekrümmten Fläche reflektiert und dann an der ebenen Fläche gebrochen; infolgedessen wird auch F' kleiner als die Brennweite $\frac{R}{2}$, welche eine konkave Fläche vom Radius R geben würde.

Anmerkung bei der Korrektur. Aus Formel 7) folgt

$$F' = \frac{R \,.\, f}{2\,(R+f)}. \tag{7a}$$

Man kann Gleichung 7a) auch ableiten aus den Formeln für die Berechnung der Brennweite F' einer Kombination mehrerer

---

[1]) Bei kleiner Öffnung; dann läßt sich der Radius r der Öffnung eliminieren. Wenn w der Winkel des auffallenden Strahles mit dem nach der betreffenden Stelle gezogenen Kugelradius ist, gilt

$$F' = \frac{r}{2\,n\,w} = \frac{r \,.\, R}{2\,n \,.\, r} = \frac{R}{2\,n}$$

unter Vernachlässigung der Linsendicke.

(zentrierter) Abbildungen [Objektiv, Spiegel, Objektiv]; dabei wäre die in DRUDEs Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., 1906, S. 29 angegebene Formel 19) zweimal anzuwenden. Die Autokollimationsstellung ist gegeben durch $a = b = 2F' = \frac{R.f}{(R+f)}$; hieraus die Brennweite f des Objektivs $\frac{aR}{R-a}$. Dieses Resultat stimmt mit dem aus der Gleichung 5) für $a = b$ folgenden Wert überein, wie es ja auch sein muß.

München und Jena, März 1909.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **15. April 1909.** **Nr. 7.**

Sitzung vom 19. März 1909.

Vorsitzender: Hr. E. HAGEN.

Hr. **H. Jordan** berichtet über die

Verwendung des astatischen Magnetometers nach HAUPT zu Materialuntersuchungen.

Ferner spricht Hr. **H. du Bois**

über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation,

nach Versuchen von Hrn. **G. J. Elias.**

Zur Aufnahme in die Verhandlungen der Gesellschaft ist eine Mitteilung von Hrn. **Heinrich Erfle:**

Zur Brennweitenbestimmung durch Autokollimation,

eingegangen. Schon abgedruckt S. 161—166.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. CHRISTIAN ALLACZ, Suczawa (Bukowina), k. k. Staatsgymnasium.

(Vorgeschlagen durch Hrn. JOSEF RITTER VON GEITLER.)

Über die Elektrizitätsleitung in elektronegativen Dämpfen und A_1-Strahlen;

von Otto Reichenheim.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 5. März 1909.)

(Vgl. oben S. 140.)

§ 1. Über die Elektrizitätsleitung in elektronegativen Gasen und Dämpfen bei geringen Drucken liegen Beobachtungen von MATTHIES[1]) und BODE[2]) vor. Sie haben Messungen des Potentialgradienten in Halogendämpfen und Dämpfen von Halogenverbindungen vorgenommen und übereinstimmend in ihnen einen anomal hohen Potentialgradienten gefunden, der im allgemeinen von der Kathode zur Anode hin zunimmt. MATTHIES hat dann weiter beobachtet, daß der Anodenfall, der für gewöhnlich in GEISSLERschen Röhren 20 bis 40 Volt beträgt, in diesen Dämpfen mehrere hundert Volt betragen kann; es erscheint ihm aber zweifelhaft, ob dieser Anodenfall tatsächlich vorhanden, oder durch Verunreinigungen der Anodenoberfläche vorgetäuscht wird.

GEHRCKE und REICHENHEIM[3]) haben bei der Untersuchung der hohen Anodenfälle an Salzanoden, von denen Anodenstrahlen aus-

---

[1]) W. MATTHIES, Ann. d. Phys. (4) 17, 675—693; 18, 473—494. 1905.

[2]) G. BODE, Phys. ZS. 6, 618—619, 1905.

[3]) GEHRCKE und REICHENHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 218—225, 1908.

gehen, gefunden, daß dieser hohe Anodenfall, der mehrere tausend Volt betragen kann, durch die von der Anode entwickelten Halogendämpfe bedingt ist; sie haben weiter gezeigt, daß durch Zumischung von Spuren von Halogendämpfen oder dampfförmigen Halogenverbindungen zu den vorhandenen Gasresten der Anodenfall auf das Hundertfache und mehr zunimmt.

§ 2. Man kann diese Erhöhung des Anodenfalles leicht auf folgende Weise zeigen: In einer evakuierten Glaskugel befindet sich eine Kathode, die aus einer Aluminiumscheibe von etwa 8 mm Durchmesser besteht; diese Scheibe befindet sich in einem sie fest umgebenden Glasrohr in etwa 5 mm Entfernung vom Ende desselben; durch das Glasrohr kommt der stromzuführende Draht von außen zur Kathode; von einer solchen Kathode erhält man schon bei einem nicht allzuhohen Vakuum durchdringende, schnelle Kathodenstrahlen. In den Weg dieser Kathodenstrahlen wird in etwa 4 cm Entfernung eine aus einem 3 bis 4 mm dicken Draht bestehende Anode gebracht; auf der dahinter befindlichen grün fluoreszierenden Glaswand zeigt sich dann ein scharf begrenzter Schatten des Drahtes. Läßt man jetzt z. B. eine Spur von Joddampf in die Röhre, so wird die grüne Glasfluoreszenz heller, ein Beweis dafür, daß die Strahlen schneller werden; der Schatten des Drahtes zieht sich aber rasch zusammen, verschwindet ganz und an seine Stelle tritt ein heller Lichtstreifen; trotzdem also die Kathodenstrahlen schneller geworden sind, werden sie jetzt von der Anode so stark abgelenkt, daß sie sich hinter derselben überkreuzen, ein Beweis für den anomal hohen Anodenfall.

§ 3. Wie die MATTHIESschen Messungen zeigen, ist der Potentialgradient und Anodenfall in den Halogendämpfen in hohem Maße vom Druck und von der Stromstärke abhängig. Seine Messungen sind bei Drucken, die zwischen 4 und 0,1 mm liegen, angestellt und zeigen, daß Potentialgradient wie Anodenfall mit sinkendem Drucke abnehmen. Ich habe ebenfalls die Abhängigkeit des Anodenfalles vom Druck untersucht, aber bei Drucken, die wesentlich geringer waren; die Drucke wurden nicht gemessen, lassen sich aber dadurch charakterisieren, daß der Dunkelraum der Kathode, die aus einem Aluminiumblech

von etwa 2 cm Breite und 12 cm Länge bestand, zwischen 1 cm und 6 cm dick war; es sind dies Drucke, die unter 0,1 mm liegen. Die Versuche wurden derart ausgeführt, daß in einer Glaskugel, in der sich Halogendampf zusammen mit anderen Gasresten befand, während des Evakuierens mittels einer Gaedepumpe die Änderung des Anodenfalles beobachtet wurde. Die Anode bestand aus einer Aluminiumscheibe von 1 cm Durchmesser; in einer Entfernung von etwa 2 mm von ihr befand sich die Sonde, die aus einem dünnen Kohlestift bestand, der aus einem ihn umgebenden Glasrohr etwa 1 mm hervorragte, und mit einem BRAUNschen Elektrometer verbunden war. Es ergab sich, daß mit der Verbesserung des Vakuums der Anodenfall bis zu einer gewissen Grenze zunimmt. Außerdem zeigte sich, daß der Anodenfall nicht nur vom Gesamtdruck, sondern auch vom Partialdruck des wirksamen Dampfes wie der übrigen Gasreste abhängig ist.

Die Untersuchung der Abhängigkeit des Anodenfalles von der Stromstärke ergab bei Stromstärken, die zwischen 0,1 und 1 Milliampere lagen, daß der Fall mit steigender Stromstärke zunimmt. MATTHIES hatte bei den viel höheren Drucken, bei denen er seine Untersuchungen anstellte, das Gegenteil gefunden; es ergibt sich aber aus seinen Messungen, daß die Abhängigkeit des Falles von der Stromstärke mit sinkendem Druck geringer wird.

Schließlich hängt der Anodenfall auch von der Größe der Elektrodenoberfläche ab; ganz analog dem Verhalten der Kathode bei anormalem Kathodenfall nimmt er bei Verringerung der Oberfläche zu.

Wirklich reproduzierbare quantitative Messungen all dieser Erscheinungen anzustellen, erscheint schwierig, weil sich der Druck der wirksamen Dämpfe nicht leicht genau messen und konstant halten läßt. Die Dämpfe werden nämlich ständig von Elektroden und Glaswänden absorbiert bzw. chemisch gebunden.

§ 4. Es fragt sich nun, worin man den Grund dafür suchen soll, daß die Halogendämpfe höhere Potentialgradienten und Anodenfälle zeigen als andere Gase. Man kann annehmen, daß hohe Gradienten und Potentialsprünge stets an Stellen des Entladungsraumes auftreten, wo sich aus irgend einem Grunde ein Verarmungsbereich negativer Elektronen befindet. Die einfache Er-

klärung für das anomale Verhalten der Halogene wird daher die sein, daß sie in höherem Maße als die anderen Gase negative Elektronen absorbieren, d. h. entsprechend ihrem elektronegativen Charakter negative Ionen bilden.

§ 5. An Hand der in § 4 entwickelten Anschauung wird man vermuten können, daß auch die Dämpfe anderer elektronegativer Stoffe hohe Anodenfälle zeigen. Es wurde daraufhin Phosphordampf untersucht und in der Tat gefunden, daß auch in ihm gerade so wie in den Halogendämpfen hohe Anodenfälle von 500 Volt und mehr auftreten, die ganz in derselben Weise von Druck und Stromstärke abhängig sind.

Als weitere Folge obiger Hypothese ergibt sich, daß in den elektronegativen Dämpfen der Anodenfall sinken muß, wenn man negative Elektronen im Überschuß in den Entladungsraum einführt, in der gleichen Weise, wie man den Kathodenfall durch Elektronenemission einer glühenden Wehneltkathode herabsetzen kann. Es wurde daher folgender Versuch angestellt:

In der schon oben beschriebenen Röhre zur Messung des Anodenfalles war in metallischer Verbindung mit der Aluminiumkathode eine Wehneltkathode angebracht, die aus einem 3 mm breiten und 30 mm langen, mit Baryum- und Calciumoxyd überzogenen Platinblech bestand; dieses Platinblech konnte durch den Strom einer Hilfsbatterie erhitzt werden, und zwar befand sich das Blech bei etwa 3 Amp. auf dunkler Rotglut, etwa 7 Amp. auf Weißglut. Die Anode wurde nicht von direkten Wehneltstrahlen getroffen.

Die Röhre wurde evakuiert und eine Spur von Joddampf eingelassen; der Anodenfall stieg auf 950 Volt, sank innerhalb der ersten zwei Minuten auf 700 Volt, nach zehn Minuten blieb er einigermaßen konstant auf 550 Volt stehen. Die 30plattige Influenzmaschine lieferte einen konstanten Strom von etwa 0,7 Milliampere. Es wurde jetzt möglichst rasch umstehende Meßreihe vorgenommen.

Wie man hieraus erkennt, wird in der Tat, wie vermutet wurde, der Anodenfall dadurch herabgesetzt, daß man im Entladungsraum künstlich Elektronen (durch eine Wehneltkathode) erzeugt.



Heizstrom der Wehneltkathode Ampere	Anodenfall Volt	Heizstrom der Wehneltkathode Ampere	Anodenfall Volt
0	550	3,3	350
3,3	370	4	220
5	110	5	120
7	unter 100 [1])	7	unter 100 [1])
3,3	350	0	400
0	420		

In eben derselben Weise wie im Joddampf wurde im Phosphordampf ein Sinken des Anodenfalles beim Glühen der Wehneltkathode beobachtet.

§ 6. Bei Gelegenheit dieser Untersuchungen wurde eine Erscheinung beobachtet, die bereits von GEISSLER [2]) und HITTORF [3]) beschrieben worden ist. GEISSLER und HITTORF fanden, daß Phosphordampf durch eine Gasentladung oder durch die Gegenwart eines glühenden Körpers in roten Phosphor verwandelt wird, der sich an den Gefäßwandungen niederschlägt. Da nun roter Phosphor einen viel geringeren Dampfdruck hat als die weiße Modifikation, so tritt bei Stromdurchgang durch eine mit Phosphordampf gefüllte Röhre eine Evakuation ein.

Man kann die durch die Gasentladung verursachte Überführung des von weißem Phosphor ausgehenden Dampfes in die rote Modifikation und die dadurch verursachte Evakuation durch folgenden Versuch zeigen: Ein evakuiertes Entladungsrohr besitzt ein Ansatzgefäß, in dem sich einige Stücke weißen Phosphors befinden, von dem ständig Dampf in das Entladungsrohr strömt. Dieser Dampf wird durch die Entladung in roten Phosphor verwandelt und auf der Glaswand niedergeschlagen; die Evakuation geht so weit, daß die Entladung nicht mehr durch die Röhre geht, sondern daß an einer dem Rohr parallel geschalteten Funkenstrecke von einigen Centimeter die Funken überspringen;

[1]) An dem zur Messung verwandten BRAUNschen Elektrometer konnten Spannungen unter 100 Volt nicht abgelesen werden.
[2]) GEISSLER, Pogg. Ann. 152, 173, 1874.
[3]) W. HITTORF, ebenda 126, 193—228, 1865.

während des Aussetzens der Gasentladung dampft nun neuer Phosphor in das Rohr hinein. Ist wieder ein genügender Dampfdruck in der Röhre, so setzt die Gasentladung von neuem ein usw. Es ergibt sich auf diese Weise eine regelmäßige Abwechselung von Ein- und Aussetzen der Gasentladung im Rohr und der Funken in der parallel geschalteten Funkenstrecke. Die beobachtete Periode dieser Pulsation schwankte zwischen einigen Sekunden und einigen Minuten. Der auf der inneren Glaswand des Entladungsraums niedergeschlagene rote Phosphor wächst dabei allmählich zu einer dichten, undurchsichtigen Schicht an.

Ebenso wie in Phosphor kann man in Joddampf die Selbstevakuation zeigen; um ein gutes Resultat zu erzielen, empfiehlt es sich jedoch, ein Entladungsrohr zu gebrauchen, in dem die direkten Kathodenstrahlen nicht die Anode treffen können; ich nahm zu diesem Zwecke ein etwa 40 cm langes Zylinderrohr von etwa 5 cm lichter Weite, an dessen Enden zwei Elektroden eingeschmolzen waren. Das Rohr war in der Mitte gebogen, so daß die beiden Enden einen stumpfen Winkel miteinander bildeten. Ließ man nach Evakuation durch eine Gaedepumpe etwas Joddampf ein, so zeigte sich während des Hindurchganges der Entladung eine Evakuierung, die sich dadurch äußerte, daß die Röhre unter den Kathodenstrahlen grün zu fluoreszieren anfing und schließlich gar keine Entladung mehr hindurchließ; so oft man wieder Jod hinzuließ, wiederholte sich die Erscheinung. Eine auf diese Weise auf das höchste evakuierte Röhre zeigt, wenn sie einige Stunden steht, ohne daß die Entladung hindurchgeschickt wird, ein schlechtes Vakuum; in dem Spektrum des Glimmlichtes erkennt man Wasserstoff und Jodlinien; wird jetzt durch das Rohr wieder einige Zeit eine Entladung hindurchgeschickt, so tritt wieder die Evakuation ein, ohne daß es nötig wäre, neues Jod hinzuzulassen.

Eine Erklärung dieser Evakuation in Jodröhren und des Zurückgehens des Vakuums beim Aufhören der Gasentladung kann vorläufig nicht gegeben werden.

Mit dieser oben beschriebenen Selbstevakuation dürfte ein von MALIGNANI[1]) beschriebenes, patentiertes Verfahren zur Er-

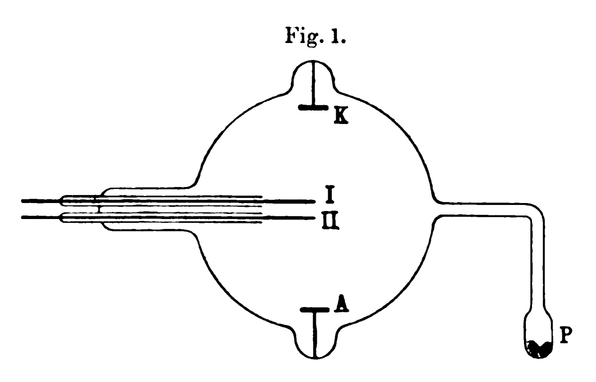
[1]) D. R. P. Nr. 82076 vom Jahre 1894.



zielung eines hohen Vakuums in Glühlampen durch Einführung von Phosphor-, Jod-, Arsen- oder Schwefeldämpfen zusammenhängen.

§ 7. Die Eigenschaft des Phosphordampfes, sich bei Hindurchgang einer Entladung als roter Phosphor niederzuschlagen, macht es möglich, diesen Dampf auf seine elektrische Ladung hin zu untersuchen. Folgende Beobachtungen zeigen nun, daß der sich niederschlagende Phosphor größtenteils negativ geladen ist. Zunächst schlägt er sich hauptsächlich auf der in der Nähe der Kathode befindlichen Glaswand, die bekanntlich positiv geladen ist, und auf der Anode selbst nieder, während die Kathode frei bleibt. Sodann kann man durch folgenden Versuch die negative

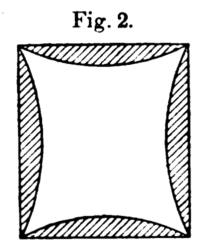
Fig. 1.



Ladung des sich niederschlagenden Phosphors zeigen. Fig. 1 stellt ein Entladungsrohr mit der Kathode *K* und Anode *A* dar; in einem Ansatzrohr befindet sich bei *P* weißer Phosphor. *I* und *II* sind zwei Elektroden, die aus Aluminiumblechen von etwa 3 × 4 cm Größe bestehen, die mit den Polen einer Hochspannungsbatterie von 240 Volt verbunden sind; die Außenseite der Elektrode *I* ist mit Glimmer bedeckt, damit sie nicht durch die von *K* kommenden Kathodenstrahlen getroffen werden kann. Geht die Entladung der Influenzmaschine von *K* nach *A*, und ist *I* mit dem negativen, *II* mit dem positiven Pol der Batterie verbunden, so schlägt sich auf *II* roter Phosphor nieder, während die Aluminiumelektrode *I* eine stahlblaue Farbe annimmt; es ist nicht bestimmt, ob dieses blaue Anlaufen durch Oxydation hervorgerufen wird.

Ist *I* Anode und *II* Kathode, so schlägt sich auf *I* wie auf *II* roter Phosphor nieder, auf *II* bei schlechterem Vakuum nur an dem Rande, so daß *II* das Aussehen von Fig. 2 hat, in der die gestrichelten Partien den roten Phosphorniederschlag angeben; bei höherem Vakuum bedeckt sich auch die Mitte von *II* mit rotem Phosphor. Dieses Verhalten erklärt sich daraus, daß die Kraftlinien des Kondensators *I*, *II* denen zwischen *K* und *A* entgegengerichtet sind; bei schlechtem Vakuum, bei dem der Potentialgradient im Phosphor nicht zu groß ist, haben die negativen Ionen offenbar nicht die Geschwindigkeit, um entgegen dem Potentialgefälle des Kondensators sich in der Mitte von *II* ansetzen zu können.

Fig. 2.



§ 8. Wenn die Hypothese richtig ist, daß die Bildung negativer Ionen in elektronegativen Dämpfen der Grund für den hohen Anodenfall ist, so müßte man bei Durchbohrung der Anode nach hinten diese negativen Ionen durch den Anodenfall beschleunigt bekommen, also in ebenderselben Weise negative Massestrahlen erhalten, wie man durch eine durchlöcherte Kathode positive Strahlen (Kanalstrahlen) erhält. Durch die Wienschen[1]) und Reigerschen[2]) Versuche ist festgestellt worden, daß in Gasen wie Wasserstoff oder Luft durch eine durchbohrte Anode negative Elektronenstrahlen hindurchgehen, die eine dem geringen Anodenfall von 30 bis 40 Volt entsprechende Geschwindigkeit besitzen, und von Reiger „Anodenkanalstrahlen" genannt worden sind. Durch eine durchbohrte Anode mit anomal hohem Anodenfall sollten also außer diesen Elektronenstrahlen auch noch negativ geladene Massestrahlen hindurchfliegen.

In einer Röhre, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist, wurden diese negativen Massestrahlen gesucht. *K* ist eine Aluminiumkathode, die sich in einer Glaskugel von etwa 12 cm Durchmesser befindet; in diese ragt ein Glasrohr von etwa 25 cm Durchmesser hinein, das sich an seinem Ende zu einem 1 cm langen Glasrohr von

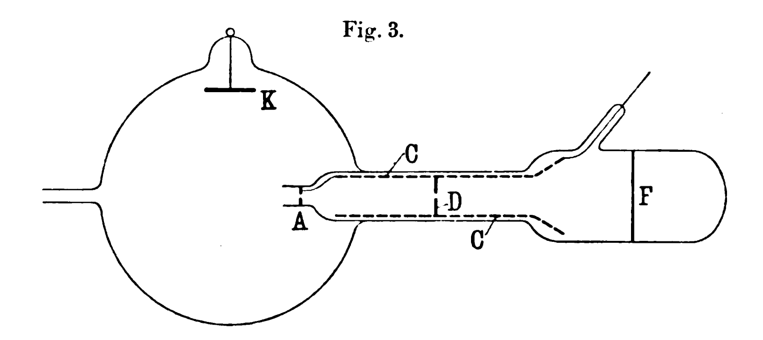
---

[1]) W. Wien, Wied. Ann. 65, 440—452, 1898.

[2]) R. Reiger, Ann. d. Phys. (4) 17, 947—959, 1905.

7 mm Durchmesser verjüngt; in dieses ist als Anode ein Platinblech *A* eingeschmolzen, das eine schlitzförmige Öffnung besitzt. *C* ist ein Zylinder aus Drahtnetz, in dessen Mitte sich ein Metalldiaphragma *D* befindet, das ebenfalls eine schlitzförmige Öffnung hat, die der von *A* parallel steht; *A*, *C* und *D* waren metallisch miteinander und dem positiven Pol der Influenzmaschine verbunden; *F* ist ein Fluoreszenzschirm, der aus einer mit Willemit bedeckten Glimmerplatte besteht. Ist in dem Entladungsrohr z. B. Wasserstoff und Joddampf enthalten, so tritt bei geeignetem Vakuum an der Anode *A* ein Anodenfall von etwa 4000 Volt auf; es gehen dann von der Anode *A* Anodenstrahlen in den Entladungsraum hinein; auf dem Fluoreszenzschirm *F* erhält man gleichzeitig

Fig. 3.



einen scharf begrenzten, dem Diaphragma *D* entsprechenden Fluoreszenzfleck, ein Beweis dafür, daß von *A* auch in der Richtung zum Fluoreszenzschirm Strahlen gehen. Wenn man aus diesem Strahlenbündel mittels eines schwachen Handmagneten die Anodenkanalstrahlen ablenkt, so bleibt noch ein weiteres Strahlenbündel unverändert stehen.

Diese mit schwachen Kräften unablenkbaren Strahlen wurden in starken, mittels eines Elektromagneten erzeugten Feldern untersucht; es wurde dafür gesorgt, daß die Entladung in der Kugelröhre magnetisch hinreichend geschirmt war. Es ergab sich nun, daß das Strahlenbündel aus äußerst schwer ablenkbaren, möglicherweise ungeladenen und verschieden stark ablenkbaren Strahlen bestand; doch waren diese Strahlen nicht, wie erwartet wurde, im Sinne negativ, sondern positiv geladener Teilchen

ablenkbar. Ein solches Strahlenbündel zeigt demnach dieselbe Zusammensetzung wie ein Kanalstrahlenbündel.

In einer wie oben beschriebenen Entladungsröhre finden wir daher, daß von der Elektrode A, gleichgültig, ob sie Anode oder Kathode ist, die gleichen positiven Strahlen nach rückwärts ausgehen, in einem Falle die oben beschriebenen, im anderen Falle die bereits bekannten Kanalstrahlen.

§ 9. Diese neuen, von der Anode ausgehenden Strahlen bilden in vielen Beziehungen ein Analogon zu den von E. Goldstein[1]) entdeckten K_1-Strahlen, oder, wie sie in der englischen Literatur genannt werden, den „retrograde rays". Die K_1-Strahlen gehen von der Kathode in derselben Richtung wie die Kathodenstrahlen aus, man müßte daher erwarten, daß sie negativ geladen sind, während sie, wie Villard[2]) fand, eine positive Ladung besitzen. Da die neuen Strahlen von der Anode ausgehen und, wie die K_1-Strahlen, entgegen der Erwartung positiv geladen sind, so mögen sie A_1-Strahlen genannt werden.

Wenn man nicht annehmen will, daß die A_1-Strahlen, ebensowenig wie die K_1-Strahlen, einem radioaktiven Vorgang ihre Energie verdanken, so ist es nur möglich, daß sie als negative Ionen durch den Anodenfall ihre Geschwindigkeit erhalten haben, da sie sogleich hinter der Anode in einen elektrostatisch geschützten Raum kommen. Zeigen sie nachher eine positive Ladung, so müssen sie auf ihrem Wege negative Elektronen abgespalten haben. Man wird daher annehmen dürfen, daß in verdünnten Gasen Masseteilchen, die eine gewisse Geschwindigkeit haben, negative Elektronen abspalten. Im Falle der A_1-Strahlen müssen die positiv geladenen Teilchen nicht nur ein, sondern sogar zwei Elektronen abgespalten haben. Ebenso erklärt sich die Entstehung der K_1-Strahlen, über die es bisher die verschiedensten Hypothesen gab; sie erhalten als negative Ionen durch den Kathodenfall ihre Beschleunigung, spalten dann infolge ihrer Geschwindigkeit Elektronen ab und laden sich so positiv. Mit dieser Auffassung der Entstehung dieser positiven

---

[1]) E. Goldstein, Berl. Ber. 1886, S. 698. Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 207, 1901; 4, 229, 1902.

[2]) P. Villard, C. R. 143, 674—676, 1906.

Strahlen stimmen auch die Versuche von W. WIEN[1]) überein, der aus einem Kanalstrahlenbündel einen neutralen Strahl magnetisch ausblendete und zeigte, daß auf seinem weiteren Wege die fliegenden, neutralen Partikelchen zum Teil wieder positive Ladung annehmen.

---

[1]) W. WIEN, Ann. d. Phys. (4) 27, 1025—1042, 1908.

Charlottenburg, Physik.-Techn. Reichsanstalt, 5. März 1909.

Über eine Methode zum direkten Nachweis der Ladung der α-Strahlen;

von H. Greinacher.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 5. März 1909.)

(Vgl. oben S. 140.)

Wenn man die elektrische Ladung der α-Strahlen nachweisen will, so stößt man zunächst auf die Schwierigkeit, daß mit diesen zugleich fast immer auch langsame Elektronen, sog. δ-Strahlen ausgesandt werden. Stellt man daher ein Poloniumpräparat und ein isoliertes Metallblech, die sich zur Vermeidung der Luftionisierung im Vakuum befinden, einander gegenüber, so lädt sich das letztere infolge der Überzahl der Elektronen negativ auf. Erst, wenn man die δ-Strahlen durch einen Magneten zurückhält, läßt sich die durch die α-Strahlen hervorgerufene positive Aufladung erkennen.

Im folgenden sei nun eine Methode angegeben, welche ohne besondere Vorkehrungen auf sehr einfache Weise diese Ladung nachweisen läßt. Die Anordnung ist durchaus derjenigen ähnlich, wie sie von P. u. S. CURIE[1]) bereits zum Nachweis der negativen Ladung der β-Strahlen verwandt worden ist. Es mußte nur insofern eine Modifikation ausgeführt werden, als die α-Strahlen äußerst wenig durchdringend sind. Im Prinzip besteht die Methode darin, daß man die α-Teilchen auf eine Auffängerplatte aufprallen läßt, wobei letztere, um ein Wiederentweichen der Ladung zu verhindern, mit einem festen Isolator umgeben ist.

Die Anordnung, wie ich sie verwandte, ist in Fig. 1 wiedergegeben. Eine Messingplatte wurde mit einer Schellackschicht von ungefähr 0,03 mm Dicke überzogen. Darüber wurde eine Al-Folie von 0,0028 mm Dicke aufgeklebt. Dies geschah entweder ohne fremdes Klebmittel bei heißem Schellack oder bei gewöhnlicher Temperatur mit einer Spur roten Wachses. Die Messingplatte wurde nun in der Weise in Paraffin eingebettet,

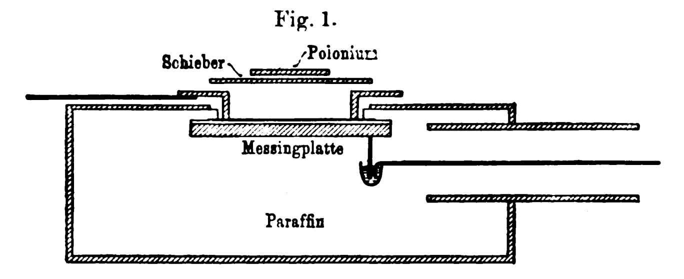
---

[1]) P. u. S. CURIE, C. R. 130, 647, 1900.

daß noch ein kreisförmiges Stück der Al-Belegung von 2,6 cm Durchmesser frei blieb. Auf die Al-Folie war ein Messingring aufgesetzt, der eine Öffnung von 2,2 cm Durchmesser ausblendete und zugleich dazu diente, um an die obere Belegung verschiedene Potentiale anlegen zu können. Die Schellackzelle selbst war durch die geerdete Hülle, welche das Paraffin ganz umgab, vor störenden Einflüssen geschützt. Die Verbindung der Messingplatte mit dem Elektrometer geschah in der gezeichneten Weise.

Über dem Messingring befand sich nun das Poloniumpräparat. Um die Strahlen nach Belieben wirken zu lassen, war dazwischen

Fig. 1.



noch ein Schieber aus 0,075 mm dickem Kupferblech angebracht, der sich bald entfernen, bald dazwischen bringen ließ. Das verwendete Polonium war auf einem Kupferstreifen niedergeschlagen, und betrug die Belegung 2 qcm. Das Präparat sandte, wie durch besondere Messungen festgestellt wurde, pro Sekunde nahezu zwei Millionen α-Teilchen aus. Berücksichtigt man, daß jedes α-Teilchen zwei Elementarladungen trägt, so ergibt die Berechnung, daß die insgesamt von den α-Teilchen transportierte Ladung einem Strom von ungefähr $6 \,.\, 10^{-13}$ Amp. gleichkam. Wenn nun auch nur ein Teil der α-Teilchen in die Schellackzelle gelangte und auch von diesen wieder nur ein Teil die Messingplatte erreichte, so mußte sich doch bei einigermaßen empfindlicher Versuchsanordnung dieser Elektrizitätstransport nachweisen lassen.

Zur Messung wurde die BRONSONsche Methode der konstanten Ausschläge verwendet. Die in Fig. 2 wiedergegebene Anordnung ist wohl ohne weiteres verständlich. Bemerkt sei nur, daß die halbkugelige Form des Luftwiderstandes den Zweck hatte, die Ionisierung des auf der unteren Platte liegenden Poloniumpräparates voll auszunutzen. Das Elektrometer hatte eine Empfindlichkeit

von 500 mm pro Volt, der Luftwiderstand war derart bemessen, daß 1 mm Dauerausschlag am Elektrometer $5 . 10^{-15}$ Amp. bedeutete.

Der Versuch wurde nun in der Weise ausgeführt, daß man den Erdkontakt löste, worauf sich das Elektrometer auf den eigentlichen, für die Strommessung maßgebenden Nullpunkt einstellte. Wenn jetzt der Schieber zwischen dem Polonium und dem Messingring, welch letzterer dauernd geerdet war, weggezogen wurde, so zeigte das Elektrometer einen positiven Strom an. Es dauerte etwa 10 bis 20 Minuten, bis die endgültige Einstellung des Elektrometers erreicht war. Dies ist bei der verhältnismäßig großen Kapazität der verwendeten Schellackzellen auch nicht zu verwundern. Ließ sich doch diese auf mehr als 500 cm schätzen, während ein Quadrantelektrometer nach HARMS[1]) höchstens etwa 100 cm besitzt. Da somit die Zelle die Hauptkapazität repräsentierte, so kam es für die Versuche auch nicht in Betracht, daß man etwa ein Elektrometersystem von möglichst geringer Kapazität verwendete.

Fig. 2.

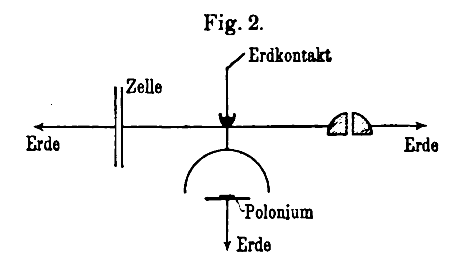


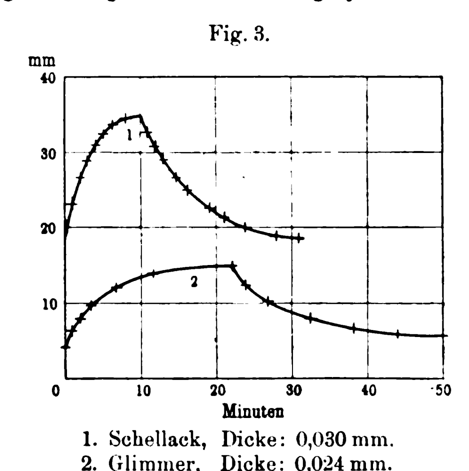
Fig. 3 gibt nun zwei solche Kurven wieder. Der aufsteigende Ast wurde jeweils unter der Bestrahlung, der absteigende nach Aufhören derselben erhalten. Es zeigte sich, daß man dieselben Kurven erhielt, was für ein Zwischenmedium man auch wählte. Es wurde außer Schellack auch Paraffin und Glimmer verwendet. In letzterem Falle wurden die Zellen so hergestellt, daß man auf Glimmerblättchen von etwa 0,02 mm Dicke auf beiden Seiten Al-Belegungen aufklebte. Der größte positive Strom, der gemessen wurde, betrug 15 mm, d. h. $7,5 . 10^{-14}$ Amp. In allen Fällen wurde stets eine positive Aufladung erhalten. Auch blieb der Strom stunden-, ja tagelang konstant.

Zu erwähnen ist noch, daß die isolierenden Schellackschichten keine besondere Leitfähigkeit unter der Wirkung der α-Strahlen

[1]) F. HARMS, Ann. d. Phys. (4) 10, 816, 1903.

erlangten. Inwieweit etwa eine Ionisierung von festen Isolatoren durch α-Strahlen stattfindet, wurde durch besondere Versuche festgestellt. Es soll jedoch hierüber an anderer Stelle ausführlicher berichtet werden. Hier sei nur folgendes mitgeteilt. Wenn man an eine Zelle (vermittelst des Messingringes) eine Spannung von z. B. 60 Volt anlegt, dann fließt ein Strom durch die Zelle, der anfangs verhältnismäßig groß ist, mit der Zeit aber abnimmt, bis nur noch ein kleiner Reststrom übrig bleibt. Wenn man nun die Zelle mit α-Strahlen bestrahlt, so erfährt dieser Reststrom eine dauernde Vergrößerung. Letztere beträgt jedoch nur einen kleinen

Fig. 3.



1. Schellack, Dicke: 0,030 mm.
2. Glimmer, Dicke: 0,024 mm.

Bruchteil des Reststromes und ist im allgemeinen kleiner als der positive Ladungsstrom der α-Strahlen. Wie besondere Versuche zeigten, ist nun selbst diese minime Stromvergrößerung nicht der Ionisierung im Isolator zuzuschreiben. Vielmehr kommt sie zum größten Teil dadurch zustande, daß die Al-Belegung nicht vollkommen anliegt. Die kleinen Luftreste unter der Belegung werden unter der Bestrahlung ionisiert, wodurch auch an diesen Stellen Kontakt und damit im ganzen eine Stromvergrößerung eintritt. Um etwa aus solchen Zellen den Rückstand vollständig zu entfernen, empfiehlt es sich daher, dieselben stets unter Bestrahlung längere Zeit zu erden.

Man hätte nun etwa daran denken können, daß der Strom, den man bei geerdeter Zelle unter der Bestrahlung erhielt, eben-

falls nur einer Vergrößerung des Reststromes gleichkam. Mußte doch infolge der Kontaktpotentialdifferenz zwischen den Belegungen stets ein solcher Reststrom vorhanden sein. Es wurde jedoch festgestellt, daß letzterer selbst höchstens 1 mm Ausschlag gab. Ferner ließ sich eine positive Aufladung durch die α-Strahlen auch dann erhalten, wenn durch die Zelle ein beträchtlicher negativer Strom geschickt wurde. So erreichte bei einer Zelle von 0,04 mm Dicke die Stromvergrößerung unter der Wirkung der α-Strahlen erst bei — 60 Volt angelegter Spannung denselben Wert wie der positive Ladungseffekt. Dies zeigte sich dadurch, daß man unter der Bestrahlung keinen Ausschlag erhielt. Bei + 60 Volt addierten sich beide Effekte, und man beobachtete eine Vergrößerung des Stromes um 13 mm.

Um möglichst große Elektrometerausschläge zu bekommen, wurden auch einige Versuche unter Weglassung des Bronsonwiderstandes gemacht. Es zeigte sich jedoch, daß man auch so keine beliebig hohe Aufladung bekommen konnte. Da die Zelle selbst eine geringe Leitfähigkeit besitzt, so stellt sich bald ein Gleichgewichtszustand her, bei dem die Messingplatte durch die Strahlen so viel Elektrizität erhält, als durch die Zelle wieder zurückfließt. In diesem Falle wirkt die Zelle dann selbst als Bronsonwiderstand. Immerhin bekam man auf diese Weise Ausschläge von etwa 100 mm, entsprechend einer Aufladung von $^1/_5$ Volt.

Brachte man statt des Poloniumpräparates ein Radiumpräparat von der nominellen Aktivität 20 000 (in Glasröhrchen eingeschlossen) heran, so erhielt man eine negative Aufladung. Es ließen sich also an der gleichen Zelle sowohl die positive Ladung der α-Strahlen als die negative der β-Strahlen demonstrieren. Mit Radium erhielt man auch einen negativen Strom, wenn an der Zelle + 60 Volt lagen. Eine Leitfähigkeitserhöhung durch β-Strahlen kam also gegenüber ihrem Ladungseffekt nicht in Betracht. Bei dickeren Schichten liegen natürlich die Verhältnisse ungünstiger. So findet A. Becker [1]), daß bei 1 bis 2 mm Dicke der Ladungseffekt klein gegenüber der Leitfähigkeitszunahme ist.

Zum Nachweis der positiven Ladung der α-Strahlen müssen die Schichten möglichst dünn gewählt werden. Während Schellack-

---

[1]) A. Becker, Ann. d. Phys. (4) 12, 124, 1903.



schichten von 0,03 bis 0,04 mm mittlerer Dicke die Strahlen noch passieren ließen, zeigte eine solche von 0,14 mm so gut wie keinen Effekt mehr. In diesem Falle war ja auch die Dicke bereits größer als der Reichweite der α-Strahlen in Luft entsprach. Es wurde zwar immerhin noch ein Ausschlag von 0,5 mm beobachtet, dies erklärt sich jedoch dadurch, daß ein Teil der in der Zwischenschicht abgesetzten Ladung durch Leitung noch an die Messingplatte gelangte.

Vergrößerte man statt der Schellackdicke den Abstand des Poloniumpräparates von der Zelle, so nahm der Ladungseffekt gleichfalls ab. Während er bei einer Zelle von 0,03 mm Dicke bei 13 mm Abstand noch zu erkennen war, konnte bei etwa 18 mm bereits kein Effekt mehr beobachtet werden. Diese Versuche bestätigen das Resultat, zu dem ASCHKINASS [1]) auf etwas anderem Wege gelangt ist, daß die α-Teilchen am Ende ihrer Reichweite sowohl ihr Ionisierungsvermögen als ihre elektrische Ladung verlieren. Dies spricht dafür, daß die α-Teilchen daselbst trotz der noch sehr erheblichen Geschwindigkeit vollständig absorbiert werden.

[1]) E. ASCHKINASS, Ann. d. Phys. (4) 27, 377, 1908.

Physikal. Institut der Universität Zürich, Februar 1909.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. | 30. April 1909. | Nr. 8.

Widerstand von Eisendrähten für schnelle elektrische Schwingungen;

von Hermann Zahn.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Eingegangen am 25. März 1909.)

Über die Permeabilität von Eisen für Wechselströme liegen zahlreiche [1]) Messungen vor, die im wesentlichen auf drei verschiedenen Prinzipien basieren. Entweder wird das zu untersuchende Eisen in das Innere einer stromdurchflossenen Spule gebracht und die Erhöhung des Induktionsflusses bestimmt; die Methode hat bisher vorwiegend für nicht sehr hohe Wechselzahlen Anwendung gefunden. Für größere Wechselzahlen wurden fast ausschließlich zwei indirekte Methoden bevorzugt, die davon ausgehen, daß durch die Stromverteilung bei schnellen Schwingungen sowohl der OHMsche Widerstand als auch die Selbstinduktion eines stromdurchflossenen Drahtes beeinflußt werden, und zwar besonders stark für magnetische Materialien; aus den

[1]) Eine Zusammenstellung der wichtigsten bisherigen Untersuchungen findet sich in der Arbeit von L. SCHAMES, Ann. d. Phys. (4) 27, 64, 75, 1908.



Veränderungen dieser Größen läßt sich nach bekannten Formeln von RAYLEIGH und STEFAN die Permeabilität des Drahtmaterials berechnen.

Vor diesen beiden mehr indirekten Methoden hat die erstgenannte zweifellos Vorzüge, zumal, da bei ihr die magnetisierende Kraft einwandfrei anzugeben ist. In einer erst vor kurzem erschienenen Untersuchung von L. SCHAMES ist diese Methode auch für recht beträchtliche Wechselzahlen angewendet worden. Mit der dort angegebenen höchsten Periodenzahl 2.10^5 dürfte man jedoch nahe an der Brauchbarkeitsgrenze der Methode angekommen sein, ist also für schnellere Schwingungen doch auf die beiden anderen Methoden angewiesen.

Von diesen beiden ist die auf der Widerstandsänderung beruhende, sofern sie überhaupt anwendbar ist, der anderen jedenfalls überlegen, da der OHMsche Widerstand eines geraden Drahtes in höherem Maße durch die ungleichförmige Stromverteilung beeinflußt wird als seine Selbstinduktion, und ist daher auch vorwiegend benutzt worden. Die bisherigen Messungen von Wechselstromwiderständen von Eisendrähten beruhen nun — mit Ausnahme derer von CARDANI [1]) — auf der Messung der Wärmeentwickelung in den stromdurchflossenen Eisendrähten selbst. Man hat hierbei aber erstens den Nachteil, bei nicht konstanter Temperatur zu arbeiten, ferner mißt man neben der JOULEschen Wärme auch die durch Hysteresis entwickelte Wärme mit [2]).

Ich möchte im folgenden eine Methode beschreiben, die von diesen Nachteilen frei und dabei großer Genauigkeit fähig ist. Definitive Resultate können an dieser Stelle noch nicht gegeben werden, doch genügt das vorhandene Material, die Brauchbarkeit und Genauigkeit der Methode zu beweisen.

Prinzip der Messung.

Es werde vorausgesetzt, daß die verwendeten Schwingungen ungedämpfte Sinusschwingungen seien. In einem Leiterteil, der

---

[1]) P. CARDANI, Cim. (4) 7, 239, 1898.

[2]) J. ZENNECK, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 416.

nur OHMschen Widerstand w und Selbstinduktion p enthält, besteht zwischen Spannung V_0[1]) und Stromstärke i_0 die Beziehung

$$i_0 = \frac{V_0}{\sqrt{w^2 + (np\pi)^2}},$$

wenn n die Wechselzahl der Schwingung ist. Gabelt sich die Schwingung in zwei Zweige, von denen der eine nur OHMschen Widerstand, der andere nur Selbstinduktion enthält, so muß, wenn die Stromstärke in beiden Zweigen die gleiche sein soll, $w = np\pi$ sein. Hierauf ist von RUTHERFORD[2]) eine Methode zur Frequenzbestimmung gegründet worden, die auch MANDELSTAM[3]) und MARX[4]) verwendet haben. Als OHMsche Widerstände werden mit Elektrolyten gefüllte Glasröhren verwendet; wegen des hohen spezifischen Widerstandes der Lösungen ist hier die Wirkung des Skineffekts[5]) zu vernachlässigen. Auch der Selbstinduktionskoeffizient solcher Flüssigkeitszylinder ist klein, da ihr Radius groß gewählt werden darf, so daß ihr induktiver Widerstand $np\pi$ neben dem OHMschen vernachlässigt werden kann.

Ersetzt man die elektrolytischen Widerstände durch metallische in Gestalt von geraden Drähten, so ist es bei Drähten aus nicht magnetischem Material für nicht allzuschnelle Schwingungen in einem großen Bereich möglich, die Wirkung des Skineffekts beliebig klein zu machen, so daß der „effektive" Wechselstromwiderstand w' nur wenig von dem Gleichstromwiderstand w abweicht. Allgemein ist $w'/w = \varphi(k)$[6]), wo k gegeben ist durch

$$k = \frac{l}{w}\sqrt{\frac{n\mu\pi}{2}};$$

hier ist μ die Permeabilität $= 1$ zu setzen; w/l ist der Gleichstromwiderstand pro Längeneinheit; die nachstehende kleine Tabelle ist für $n = 5 \cdot 10^6$ berechnet.

---

[1]) Ich habe mich in der Bezeichnung an die von ZENNECK in seinem Buche gewählte gehalten.

[2]) E. RUTHERFORD, Phil. Trans. London (A) 189, 24, 1897.

[3]) L. MANDELSTAM, Ann. d. Phys. (4) 8, 123, 1902.

[4]) E. MARX, Ann. d. Phys. (4) 12, 491, 1903.

[5]) Ich bezeichne hier der Kürze wegen auch die Einwirkung der Wechselzahl auf die Stromverteilung als Skineffekt, während diese Bezeichnung eigentlich für die Verteilung der magnetischen Induktion in Eisenzylindern im magnetischen Wechselfeld geprägt ist.

[6]) Vgl. z. B. J. ZENNECK, S. 410 u. 403.

Metall	Drahtradius r mm	w/l Ohm	k	w'/w
Kupfer	0,050	0,0225	0,591	1,039
Kupfer	25	0,090	0,295	1,005
Platin	50	0,138	0,239	$1{,}001_1$
Manganin	50	0,450	0,132	$1{,}000_1$
Konstantan	50	0,575	0,115	$1{,}0000_6$

Wie die Tabelle zeigt, ist schon bei 0,1 mm starkem Platindraht der effektive Wechselstromwiderstand nur um 1 Promille größer als sein Gleichstromwiderstand. Der induktive Widerstand $np\pi$ hingegen macht sich in ganz anderem Maße geltend; er berechnet sich, da noch nahezu gleichförmige Stromverteilung vorhanden ist, nach der NEUMANNschen Formel zu

$$p = 2l\left[\log\ \text{nat}\ \frac{2l}{r} - 1\right] + \frac{l}{2}.$$

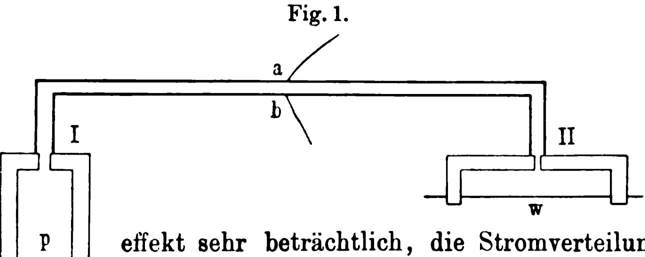
Für den Drahtradius 0,05 mm und die Längeneinheit wird $p = 10{,}47$ cm und der induktive Widerstand $np\pi = 0{,}1644$ Ohm.

Es ist bei einem so großen Einfluß der induktiven Widerstände natürlich wenig aussichtsreich, effektive Widerstände direkt messen zu können. Hingegen läßt sich mit Hilfe der RUTHERFORDschen Schaltung leicht eine Substitutionsmethode ausbilden, die es erlaubt, durch Variieren einer meßbar veränderlichen Selbstinduktion in dem einen Zweige verschiedene effektive Widerstände im anderen untereinander zu vergleichen, wobei nur darauf geachtet werden muß, daß die induktiven Widerstände in diesem Zweige entweder konstant gehalten oder nur in angebbarer Weise verändert werden. In Fig. 1 enthalte der linke Zweig I die variable Selbstinduktion p, der rechte II eine Vorrichtung, in die der zu untersuchende Draht vom Widerstande w in stets gleichbleibender Weise eingespannt werden kann, in a und b mögen die Schwingungen ein- bzw. austreten. Jeder Zweig möge außerdem ein nicht eingezeichnetes Instrument zur Messung der effektiven Stromstärke enthalten. Indem man nun rechts nacheinander verschiedene bekannte Widerstände einschaltet — dieselben müssen so gewählt sein, daß ihr effektiver Widerstand praktisch mit dem Gleichstromwiderstand identisch ist — und

links p jedesmal variiert, bis Stromgleichheit eingetreten ist, gewinnt man eine Eichkurve für p; man kann aus derselben, wenn man nun rechts unbekannte Widerstände einführt, deren effektiven Widerstand entnehmen.

Dabei ist aber die Voraussetzung gemacht, daß in diesen zu untersuchenden Drahtstücken ebenfalls gleichförmige Stromverteilung herrscht, daß dieselben also bei gleichem Durchmesser gleichen induktiven Widerstand besitzen, wie die bei der Eichung verwendeten. Nun ist aber gerade bei Eisendrähten der Skin-

Fig. 1.



effekt sehr beträchtlich, die Stromverteilung im Querschnitt ungleichförmig und damit auch der induktive Widerstand ein anderer als der eines Drahtes mit gleichförmiger Stromverteilung. Man kann den Selbstinduktionskoeffizienten $p = p_0 + p_i$ setzen, wo p_0 durch die magnetischen Wirkungen im Außenraum, p_i durch die im Innern bedingt ist; nur der letztere Teil wird durch den Skineffekt beeinflußt. Der gesamte effektive und induktive Widerstand eines Eisendrahtes setzt sich also zusammen aus $w'_{Fe} + np_0\pi + np_i\pi$, worin p_i eine Funktion der Wechselzahl und der Permeabilität ist; für einen unmagnetischen Draht ohne Skineffekt ist $p_i = \frac{l}{2}$[1]), der gesamte Widerstand also $= w' + np_0\pi + n\frac{l}{2}\pi$, wobei p_0 in beiden Fällen identisch sein soll. Hat man also einen Vergleichsdraht von derselben Dicke, wie sie der Eisendraht besitzt, und einem Widerstand w' derart, daß im linken Zweige der Gabelung die gleiche Einstellung der variablen Selbstinduktion

[1]) Vgl. z. B. J. Zenneck, l. c., S. 47.

erfolgt wie beim Eisendraht, so ist $w'_{Fe} + n p_i \pi = w' + n \frac{l}{2} \pi$. w_{Fe} sei der Gleichstromwiderstand des Eisendrahtes

$$\left(\frac{w'}{w}\right)_{Fe} + \frac{n p_i \pi}{w_{Fe}} = \frac{\left(w' + n \frac{l}{2} \pi\right)}{w_{Fe}}. \qquad 1)$$

Ist die Wechselzahl n bekannt, so ist es auch die ganze rechte Seite, da der effektive Widerstand des Vergleichsdrahtes w' mit seinem Gleichstromwiderstand identisch ist. Für die durch den Skineffekt bedingten Größen w'/w und $n p_i \pi / w$, die hier den Index Fe tragen, sind Kurven von ZENNECK[1]) berechnet, die diese Größen in ihrer Abhängigkeit von der schon erwähnten Funktion k darstellen; man entnimmt aus denselben den Wert von k, für den die Summe der Ordinaten numerisch gleich der rechten Seite von Gleichung 1) wird. Aus dem so ermittelten k ergibt sich die Permeabilität

$$\mu = 2 k^2 \frac{w}{l} \frac{1}{n \pi}; \qquad 2)$$

w ist der Gleichstromwiderstand des Eisendrahtes.

Die Wechselzahl n kann direkt aus der Eichung der variablen Selbstinduktion p mittels der skineffektfreien Vergleichsdrähte erhalten werden, wenn die absolute Größe von p in Centimeter bekannt ist. Erfordert eine Änderung $\Delta \omega$ des Widerstandes eine Änderung Δp, um wieder Stromgleichheit in den Zweigen herzustellen, so ist $n = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta \omega}{\Delta p}$. Inwieweit diese Methode der Frequenzmessung richtige Werte liefert, soll an anderer Stelle besprochen werden.

Die günstigste Dimensionierung der Widerstands- bzw. Selbstinduktionsverhältnisse ist natürlich für jede Wechselzahl eine andere; die im nachstehenden gemachten Angaben beziehen sich auf eine Anordnung, die für Wechselzahlen von $3 . 10^6$ bis $8 . 10^6$ gut brauchbar war. Mit geringen Änderungen läßt sich jedoch der Meßbereich nach einer Seite hin verschieben, wobei ich bei meinen Versuchen als untere Grenze $7 . 10^5$, als obere etwa $2 . 10^7$ erreichte. Ich möchte hierauf in einer anderen Mitteilung näher eingehen.

---

[1]) J. ZENNECK, l. c., S. 993, Ann. d. Phys. (4) **11**, 1135, 1903.

Experimentelle Anordnung.

Die Stromvergleichung.

Es verlangt die Methode, wie bereits mehrfach erwähnt, eine Vergleichung bzw. Gleichmachung der Stromstärken in den beiden Zweigen. Als Nachweis hierfür eignet sich gut ein von BRAUN[1]) angegebenes Differentialhitzdraht-Luftthermometer, dessen Verwendung auch in der Arbeit von MANDELSTAM[2]) ausführlich beschrieben ist. In der dort angegebenen einfachen Form war es jedoch für meine Zwecke nicht geeignet, da es zu unempfindlich ist, einen erheblichen OHMschen und einen viel zu großen induktiven Widerstand besitzt.

Damit bei gegebenem Widerstand des einzelnen Zweiges die Wärmeentwickelung in dem im Zweige enthaltenen Hitzdrahtinstrument ein Maximum wird, muß, wie leicht zu zeigen ist, der OHMsche Widerstand des Instrumentes gleich der Summe der übrigen OHMschen und sämtlicher induktiven Widerstände im Zweige sein. Im allgemeinen ist es ferner günstig, die induktiven Widerstände der Zwischenleitungen sowie des Instrumentes möglichst klein zu gestalten. Es ist daher günstiger, statt eines einzelnen Hitzdrahtes dessen Querschnitt in möglichst viele dünne, parallel geschaltete Drähte zu zerlegen, wobei außerdem die Wärmeabgabe an die umgebende Luft vergrößert und die Trägheit des Instrumentes vermindert wird. Der Selbstinduktionskoeffizient des Instrumentes und damit sein induktiver Widerstand kann außerordentlich klein gemacht werden, wenn man die parallel geschalteten Hitzdrähte auf einer Zylinderfläche anordnet und die Rückleitung koaxial dazu um oder durch das Thermometer hindurchführt.

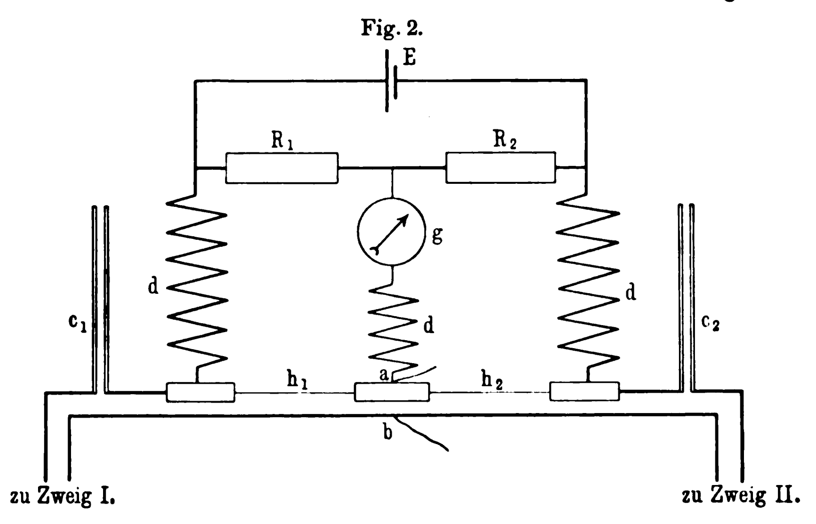
Als Hitzdrähte wurden in verschiedenen Instrumenten acht Konstantandrähte von 0,05 bzw. 0,02 mm Durchmesser verwendet, je nach Bedarf von verschiedener Länge. Eine ausführliche Beschreibung der Instrumente, Dimensionierung des Luftvolumens usw. möchte ich einer späteren ausführlicheren Mitteilung vorbehalten.

---

[1]) F. BRAUN, Drahtlose Telegraphie, S. 66, 1901.
[2]) L. MANDELSTAM, l. c., S. 135.

Die Anwendbarkeit dieser Instrumente ist beschränkt auf Stromvergleichung herab bis zu effektiven Stromstärken von etwa 0,1 Amp.; für geringere Ströme sind sie zu unempfindlich. Bedeutend weiter gelangt man, indem man Differentialhitzdrahtinstrumente aus dünnen Platindrähten herstellt und deren Widerstandsänderungen entweder in der WHEATSTONEschen Brückenschaltung oder mittels eines Differentialgalvanometers im Nebenschluß nachweist. Für die Dimensionierung der OHMschen und induktiven Widerstände sind natürlich die gleichen Gesichtspunkte maßgebend wie bei den vorher beschriebenen Instrumenten. Die Zweige der

Fig. 2.



Hilfsbrücke, die ausschließlich für Gleichstrom bestimmt sind, müssen für die Schwingungen durch Drosselspulen gesperrt werden; der Gleichstrom der Brückenschaltung ist von der für Schwingungen bestimmten Verzweigung durch Kapazitäten ferngehalten. In Fig. 2 ist dies schematisch angedeutet, h_1 und h_2 sind die Hitzdrähte c_1 und c_2 Kapazitäten, d Drosselspulen, g Galvanometer, R_1, R_2 Rheostaten, E Element; bei a und b treten die Schwingungen ein. Als Kondensatoren dienten Papierkondensatoren von SIEMENS und HALSKE von etwa 2 Mikrofarad, die für die Schwingungen einen vernachlässigbaren Widerstand besitzen. Dieselben sind zwar prinzipiell nicht notwendig, wenn man die Gleichstromwiderstände der Zweige I und II einander

nahezu gleich macht bzw. in die Proportion $h_1 : h_2$ bringt; da dieselben aber nicht groß gegen h_1 und h_2 sein dürfen, gewinnt man durch Einschalten der Kondensatoren sowohl an Empfindlichkeit als auch an Bequemlichkeit.

Mit diesem Differentialinstrument war es möglich, bei effektiven Stromstärken von nur 0,01 Amp. in jedem Zweige, effektive Widerstände von etwa 2 Ohm auf 1 Promille in Zweig II untereinander zu vergleichen.

Die variable Selbstinduktion.

Die variable Selbstinduktion wurde durch zwei zylindrische Messingstangen m_1 und m_2 gebildet, zwischen denen ein Schlitten S verschoben werden konnte. Es war dafür Sorge getragen, daß ein guter Kontakt nur an der Vorderseite v des Schlittens stattfand, was dadurch erreicht wurde, daß auf v zwei Messingschneiden durch Federn gegen die Stangen m_1 und m_2 gedrückt wurden. Die Schneiden waren auf m_1 und m_2 gut passend aufgeschliffen. Der Kontakt, der an den zur Führung nötigen rückwärtigen Teilen des Schlittens stattfand, braucht nicht gut zu sein, da weitaus der größte Teil des Stromes bei v übergeht, was durch den induktiven Widerstand des weiteren Weges gewährleistet ist. Die Verschiebungsmöglichkeit des Schlittens betrug 70 mm; auf m_2 war eine Millimeterteilung angebracht. Der Abstand von m_1 und m_2 lag bei verschiedenen Instrumenten zwischen 1 und 4 cm.

Fig. 3.

Um mit Hilfe der variablen Selbstinduktion auch die Wechselzahl bestimmen zu können, ist die Kenntnis ihrer absoluten Größe erforderlich. Zur Eichung wurde hinter die variable Selbstinduktion in der Meßschaltung ein System aus zwei koaxialen Zylindern eingeschaltet (Fig. 4). In Fig. 4 sind die schraffierten Teile aus Hartgummi, die anderen

aus Messing; der Strom tritt bei k_1 in den äußeren Zylinder z_1 ein und durch den inneren z_2 bei k_2 aus; das verbindende Stück o ist auf z_2 verschiebbar und auch an z_1 nur mit Schrauben befestigt. Indem man verschieden lange äußere Zylinder z_1 wählt kann man Selbstinduktionsdifferenzen von bekannten Beträgen herstellen. Die Selbstinduktion zweier koaxialer Zylinder pro Längeneinheit ist gegeben durch

Fig. 4.

$$p = \frac{\sigma}{\sigma - 1}\left(\frac{\sigma}{\sigma - 1}\log\text{ nat }\sigma - 1\right)^{1)},$$

wobei σ das Verhältnis der Zylinderquerschnitte ist. Mittels dieser Anordnung kann in der RUTHERFORDschen Schaltung selbst die variable Selbstinduktion bequem geeicht werden, doch hat man sich zu überzeugen, daß der Strom in der Verzweigung quasistationär ist. Bei der kleinsten der verwendeten variablen Selbstinduktionen bewirkte eine Schlittenverschiebung von 1 mm eine Selbstinduktionsänderung von 0,455 cm, was für $n = 5 . 10^6$ einen induktiven Widerstand von 0,007 Ohm repräsentiert. Da bei einer Einzelmessung mit Sicherheit auf $^1/_2$, unter günstigen Umständen auf $^1/_4$ mm genau eingestellt werden kann, so erlaubt der Apparat bei einem zu messenden Widerstand von 2 bis 3 Ohm auf etwa 1 Promille direkt einzustellen.

Die Vergleichswiderstände.

Als Widerstände, mit denen die zu untersuchenden Eisendrähte mittels der variablen Selbstinduktion verglichen wurden, dienten Haardrähte der Firma HARTMANN u. BRAUN, und zwar aus den Legierungen Phosphorbronze, Manganin, Konstantan [2]), Kulmitz [3]). Die bisher verwendeten Durchmesser waren 0,1 und

---

[1]) P. DRUDE, Physik des Äthers, S. 214.

[2]) Von BASSE u. SELVE, Altena.

[3]) Die Legierung Kruppin, die sich wegen ihres hohen spezifischen Widerstandes sehr geeignet hätte, erwies sich für meine Zwecke als unbrauchbar, da ihr effektiver Widerstand sich als von der Stromstärke abhängig ergab; sie wurde auch in der Tat vom Magneten stark angezogen.

0,05 mm; hierbei genügen alle Drähte noch der Bedingung einer gleichförmigen Stromverteilung. Ihr induktiver Widerstand ist natürlich abhängig von dem Drahtradius; zwei Drähte von gleicher Länge, aber verschiedenen Radien r_1 und r_2 unterscheiden sich in ihren induktiven Widerständen um den Betrag $2 n \pi l . \log \operatorname{nat} r_2/r_1$. Die Drähte mußten daher sorgfältig unter dem Mikroskop ausgesucht und eventuelle Verschiedenheiten in Rechnung gesetzt werden. Bei Vergleichung zweier Drähte bewirkt ein Fehler von 5 Proz. in jeder Dickenmessung im ungünstigsten Falle [1]) eine Abweichung von 0,003 Ω pro Längeneinheit ($n = 5 . 10^6$), doch ist, zumal bei den 0,1 mm starken, sehr gleichförmigen Drähten, die Dicke bedeutend genauer zu bestimmen.

Die Anwendung der Substitutionsmethode eliminiert Fehler, die durch nicht hinreichend quasistationären Strom usw. bedingt sind, um so genauer, je näher der Wert des untersuchten Widerstandes mit dem der Vergleichsdrähte zusammenfällt. Nun wäre es sehr umständlich, sehr viele Drähte von nur wenig verschiedenem Leitvermögen bzw. Durchmesser zur Widerstandsvariation zu benutzen. Es hat sich als praktisch erwiesen, in kleinen Grenzen den Widerstand der Vergleichsdrähte durch Spannen zu ändern.

Durch Spannen wird der Drahtradius vermindert und damit nicht nur der OHMsche Widerstand, sondern auch der Selbstinduktionskoeffizient vermehrt. Da aber ersterer mit $1/r^2$, letzterer angenähert mit $\log 1/r$ proportional ist, so wird der induktive Widerstand viel weniger stark wachsen als der OHMsche. So hat ein 4 cm langer Konstantandraht von

r mm Radius	einen OHMschen Widerstand Ω	einen Selbstinduktionskoeffizient cm
0,050	2,30	53,0
0,045	2,84	53,8

der OHMsche Widerstand wächst also hier um 23,5 Proz., der induktive um 1,5 Proz.

[1]) Wenn der eine Draht um 5 Proz. zu groß, der andere um ebensoviel zu klein gemessen würde.



Nun wurden so starke Widerstandsänderungen durch Spannen bei den Versuchen nie hervorgebracht. Ferner wurde die Änderung der Drahtdicke aus der Widerstandsänderung berechnet und für den induktiven Widerstand in Rechnung gesetzt. Dabei ist vorausgesetzt, daß das spezifische Leitvermögen durch das Spannen nicht geändert wird, eine Annahme, die sich innerhalb der verwendeten Grenzen als zulässig erwies.

Die Drähte waren in einer Vorrichtung eingespannt, die es ermöglichte, ihre Lage zu den übrigen Leiterteilen immer gleichbleibend zu gestalten; ihr Abstand von den Rückleitungen war dabei 1,5 cm, die Drahtlänge selbst teils 4 cm, teils 2 cm.

Nicht zu vernachlässigen ist der Einfluß, den die Erwärmung der Drähte auf die Einstellungen ausübt. Bei Eisen ist derselbe in erster Linie auf Widerstandszunahme zurückzuführen, doch wurde er bei Anwendung starker Ströme auch bei Manganin und Konstantan beobachtet. Hier ist zweifellos die Änderung des induktiven Widerstandes durch Verlängerung die Ursache. Der Mißstand ließ sich durch Einbringen der Drähte in ein Petroleumbad beseitigen.

Die OHMschen Widerstände der Vergleichsdrähte sowie der zu untersuchenden Eisendrähte wurden mittels der KOHLRAUSCHschen Walzenbrücke und eines empfindlichen Galvanoskops gemessen; an der Einspannvorrichtung der Drähte befanden sich Klemmen, so daß der Widerstand in der RUTHERFORDschen Verzweigung selbst bestimmt wurde.

Die Schwingungserzeugung und Frequenzmessung.

Bei orientierenden Vorversuchen wurden Kondensatorentladungen mit Funkenstrecke verwendet; hierbei wurde zur Erzielung kleiner Funkendämpfung die Kapazität möglichst groß gewählt. Später wurde mit Poulsonschwingungen und zuletzt mit schwach gedämpften WIENschen Schwingungen gearbeitet.

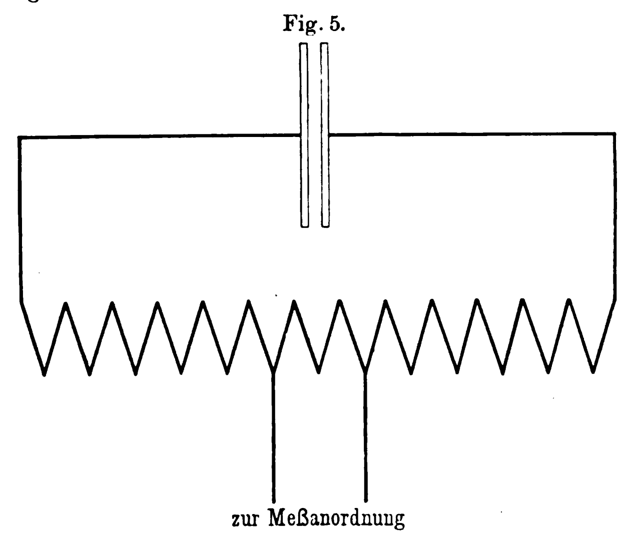
Die Poulsonlampe war ähnlich konstruiert wie die von DIECKMANN [1]) beschriebene; sie brannte in Wasserstoff, dem Acetondampf [2]) beigemengt war. Es gelang jedoch nicht, bei

[1]) E. DIECKMANN, Ann. d. Phys. (4) 27, 1069, 1908.
[2]) C. FISCHER, Ebendas. (4) 28, 62, 1909.

Wechselzahlen über 10^6 die für die Messungen erforderliche Konstanz der Intensität und vor allem der Wechselzahl zu erhalten. Für höhere Wechselzahlen bin ich daher mit gutem Erfolg zu der WIENschen Methode der Stoßerregung [1]) übergegangen.

Die direkte Einschaltung der Meßverzweigung in den Schwingungskreis ist im allgemeinen nicht zulässig, da einerseits die Schwingungen dadurch stark gedämpft würden, andererseits die Schwingungen in den beiden Zweigen selbst verschiedene Dämpfung besitzen würden. Dem letzteren Umstande kann

Fig. 5.



man dadurch abhelfen, daß man in beide Zweige angenähert gleichen Widerstand und gleiche Selbstinduktion bringt, so daß in Zweig I nur kleine Änderungen der Selbstinduktion, in II des Widerstandes vorgenommen werden. Handelt es sich um Messungen mit geringer Stromstärke, so schaltet man am besten die Meßanordnung einer kleinen, von den Schwingungen durchflossenen Selbstinduktion parallel (Fig. 5). Unter Beachtung gewisser Vorsichtsmaßregeln [2]) herrscht dann in der Verzweigung eine Schwingung derselben Periode und Dämpfung wie im Hauptkreis; man kann die Stromstärke in ziemlich weiten Grenzen variieren durch

[1]) M. WIEN, Ann. d. Phys. (4) 25, 644, 1908.
[2]) T. MIZUNO, Ebendas. (4) 4, 811, 1901.

Änderung der Größe der Selbstinduktion, der die Verzweigung parallel geschaltet ist. Sollen jedoch größere effektive Stromstärken erreicht werden, so muß die Meßanordnung direkt in den Schwingungskreis geschaltet werden. In diesem Falle müssen die OHMschen Widerstände der Hitzdrahtinstrumente und der Meßdrähte tunlichst reduziert, ferner muß die Selbstinduktion des Schwingungskreises möglichst erhöht werden. Hierdurch ergibt sich für diese Schaltung von selbst eine Beschränkung auf nicht zu kleine Wellenlängen.

Bei Verwendung der Stoßerregung wurde mit dem schwach gedämpften Kreise ein Resonanzkreis zur Dämpfungsbestimmung sehr lose gekoppelt. Der Resonanzkreis war gebildet durch einen Drehplattenkondensator und eine Spule, die in der Mitte ein KLEMENČIČsches Thermokreuz enthielt. Ausführliche Mitteilungen sollen später gebracht werden; ich möchte nur bemerken, daß es mir gelang, Schwingungen für Meßzwecke zu erhalten, deren Dekrement unter 0,006 lag, bei Wechselzahlen über 10^7.

Die Frequenzmessung kann, wie eingangs erwähnt wurde, mit Hilfe der variablen Selbstinduktion vorgenommen werden. Voraussetzung ist dabei, daß erstens der Strom in der Verzweigung als quasistationär[1]) betrachtet werden darf, ferner müssen die Hitzdrahtinstrumente möglichst gleich sein. Für die Anwendung der Substitutionsmethode ist jedoch beides nicht erforderlich; es kann sogar günstiger sein, genügende Konstanz der Schwingungen vorausgesetzt, mit einem kleinen gleichbleibenden Ausschlag nach einer Seite zu arbeiten, als auf Ausbleiben des Ausschlags einzustellen[2]). Der Bedingung der quasistationären Strömung ist bei Wechselzahlen bis zu $5 \cdot 10^6$ leicht zu genügen. Da jedoch die Zwischenleitungen zwecks Erreichung kleiner Selbstinduktion einander möglichst nahe geführt sind, so enthält die Meßanordnung ziemlich viel verteilte Kapazität, die sich bei schnelleren Schwingungen geltend macht. Ich habe daher nur

---

[1]) Eine ausführliche Diskussion aller möglichen Fehlerquellen siehe E. MARX, l. c.

[2]) In der Nähe des Nullpunktes, d. h. wenn zwei entgegenwirkende möglichst gleiche Hitzdrahtinstrumente vom gleichen Strome durchflossen werden, machen sich die Unterschiede in der Trägheit der Instrumente in störender Weise bemerkbar.

bei langsameren Schwingungen die hier erwähnte Methode der Frequenzmessung benutzt, mit gelegentlicher Kontrolle durch Resonanzmessungen; für größere Wechselzahlen wurde nur die Resonanzmethode verwendet.

Die Messung der effektiven Stromstärke geschah in den Zuleitungen zur Verzweigung für stärkere Ströme durch ein Hitzdrahtamperemeter von HARTMANN u. BRAUN, für schwächere durch ein Thermokreuz mit Spiegelgalvanometer. Durch einen Umschalter konnte es abwechselnd in jede der beiden Zuleitungen gebracht werden.

Messungen.

Im folgenden sollen einige Widerstandsvergleichungen mitgeteilt werden, um die Brauchbarkeit der Methode zu zeigen. An jede Meßreihe ist gleich die zugehörige Berechnung der Korrektionen angefügt.

Versuchsreihe I.

Es soll hier der Einfluß der Drahtdicke untersucht werden. Mehrere Drähte von 0,1 mm Durchmesser werden mit einem 0,058 mm starken Platindraht verglichen.

Stromstärke und Dämpfung nicht bestimmt. Wechselzahl $n = 5,41 \cdot 10^6$, Drahtlänge = 4,1 cm.

Metall	OHMscher Widerstand Ω	Durchmesser	Einstellung der variablen Selbstinduktion
Konstantan I	2,569	0,1006	22,2
Konstantan II[1])	2,717	0,0978	41,0
Platin	2,815	0,0580	63,0
Kulmitz I	2,866	0,1056	57,5
Kulmitz II[1])	2,953	0,1040	68,5

Für den Platindraht fällt die Einstellung der kompensierenden Selbstinduktion im Vergleich mit den übrigen Drähten zu hoch aus. In der folgenden Tabelle sind die Widerstands- und Ein-

[1]) Durch Spannen auf höheren Widerstand gebracht.



stellungsdifferenzen zusammengestellt, bezogen auf den Konstantandraht mit kleinstem Widerstand.

Metall	Widerstandsdifferenz Ω	Einstellungsdifferenz	Verhältnis
Konstantan I	0,000	0,0	—
Konstantan II	0,148	18,8	128
Platin	0,246	40,8	166
Kulmitz I	0,297	35,3	119
Kulmitz II	0,384	46,3	121

In der letzten Rubrik ist das Verhältnis der Einstellungsdifferenzen: Widerstandsdifferenzen gebracht; es sollte, da n unverändert blieb, konstant sein. Der Wert von Platin fällt jedoch stark heraus.

Es sollen nun alle Werte auf gleiche Drahtdicke bezogen werden und zwar auf die des dicksten Drahtes, des ursprünglichen Kulmitzdrahtes. Ist A sein induktiver Widerstand, so ist der des Platindrahtes nach der NEUMANNschen Formel $= A + 2 . 4{,}1 . \pi . 5{,}41 . 10^6 \log \text{nat} \frac{528}{290}$ und entsprechend für die anderen Drähte. Zur Vergleichung sind also den OHMschen Widerständen noch die induktiven Mehrwiderstände zuzuzählen, die sich für die dünneren Drähte berechnen. Es betragen für

Metall	die induktiven Mehrwiderstände Ω	die einzusetzenden Widerstände Ω
Konstantan I	0,007	2,576
Konstantan II	0,011	2,728
Platin	0,086	2,901
Kulmitz I	0,000	2,866
Kulmitz II	0,002	2,955

Bildet man mit diesen Werten die Widerstands- bzw. Einstellungsdifferenzen, so erhält man an Stelle der obenstehenden Tabelle die folgende.

Metall	Widerstands-differenz	Einstellungs-differenz	Verhältnis
Konstantan I	0,000	0,0	—
Konstantan II	0,152	18,8	124
Platin	0,325	40,8	122
Kulmitz I	0,290	35,3	126
Kulmitz II	0,379	46,3	122

Die Zahlen der letzten Rubrik stimmen hier viel besser untereinander überein. Der Einfluß der Dicke wurde mit dem gleichen Erfolg noch untersucht durch Vergleichung von 0,05 mm starken Drähten aus Phosphorbronze, Messing, 10karätigem Gold mit 0,1 mm starken Drähten aus Manganin und Konstantan; auch aus verschiedenen Drähten zusammengesetzte Stücke wurden untersucht. Ich will jedoch nur noch eine Versuchsreihe anführen, bei der Wismutdraht [1]) verwendet wurde; Wechselzahl $n = 5{,}80 \cdot 10^6$.

Metall	Durchmesser	OHMscher Widerstand Ω	Einstellung der Selbstinduktion
Manganin	0,0978	2,315	28,7
Konstantan I	0,1044	2,406	38,5
Wismut	0,1680	2,464	36,5
Konstantan II	0,1002	2,624	64,7

Tabelle der Widerstands- bzw. Einstellungsdifferenzen.

Metall	Widerstands-differenz	Einstellungs-differenz	Verhältnis
Manganin	0,000	0,0	—
Konstantan I	0,091	9,8	108
Wismut	0,149	7,8	52
Konstantan II	0,309	36,0	117

Setzt man jedoch in gleicher Weise, wie vorher, die induktiven Mehrwiderstände gegen den dickeren Wismutdraht in Rechnung, so verwandelt sich die Tabelle in nachstehende.

[1]) Von HARTMANN u. BRAUN.

Metall	Widerstands-differenz	Einstellungs-differenz	Verhältnis
Manganin	0,000	0,0	—
Wismut	0,068	7,8	115
Konstantan I	0,081	9,8	121
Konstantan II	0,306	36,0	118

Man kann auf hier nicht auszuführende Weise den effektiven Wechselstromwiderstand des Wismuts aus den Zahlen zu 2,461 Ω ermitteln, während sein Gleichstromwiderstand zu 2,464 bestimmt wurde; die Differenz beträgt 1,2 Promille. Der effektive Widerstand des Wismuts für diese Schwingungen ist identisch mit seinem Gleichstromwiderstand, ein Ergebnis, das mit Versuchen von GANS [1]) und PALLME KÖNIG [2]) in Übereinstimmung steht.

Messungen an Eisendrähten.

Die Messungen an Eisendrähten, über die im folgenden berichtet werden soll, sind, wie schon erwähnt, nur vorläufige. Die Berechnung der Permeabilität aus den Widerstandsmessungen auf die Weise, wie dies auf S. 190 angegeben ist, hat zur Voraussetzung, daß die Permeabilität konstant ist. Es ist nun wahrscheinlich, daß mit steigender Wechselzahl die Permeabilität immer mehr und mehr unabhängig von der magnetisierenden Kraft [3]) wird. Aus den Kurven, die Herr SCHAMES gibt, läßt sich allerdings erwarten, daß auch für hohe Wechselzahlen bei genügend schwachen Feldstärken noch ein Einfluß der Intensität zu erkennen sein muß. Dies wird durch meine Versuche in der Tat bestätigt für Schwingungen, die eine noch etwa 30 mal größere Wechselzahl als seine schnellsten besaßen. Wenn ich trotzdem die Permeabilität [4]) auf die S. 190 angedeutete Weise berechne, so geschieht dies mit dem Vorbehalt, daß dadurch nicht ihre absolute Größe, sondern ihre Veränderlichkeit gezeigt werden soll.

Die Berechnung von μ möge an einem Beispiel gezeigt werden.

---

[1]) R. GANS, Ann. d. Phys. (4) **20**, 293, 1906.
[2]) P. PALLME KÖNIG, Ebendas. (4) **25**, 974, 1908.
[3]) L. SCHAMES, l. c.
[4]) Über Permeabilität bei Schwingungen vgl. auch L. SCHAMES, Phys. ZS. **9**, 317, 1908.

Metall	Durchmesser mm	OHMscher Widerstand Ohm	Einstellung der Selbstinduktion
Konstantan I	0,0660	5,766	4,0
Eisen	0,0640	1,767	20,0
Konstantan II	0,0651	5,935	35,0

Dämpfung und Stromstärke hier nicht gemessen, $n = 4{,}05 \,.\, 10^6$.

Die induktiven Widerstandsdifferenzen wegen ungleicher Drahtdicke berechnen sich für die Konstantandrähte zu 0,003 bzw. 0,002 Ohm. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes ermittelt sich graphisch für die Einstellung 20 ein Konstantanwiderstand von 5,833 Ohm. Die Differenz $5{,}833 - 1{,}767 = 4{,}066$ ist verursacht durch Skineffekt, d. h. Widerstandsvergrößerung wegen Stromlosigkeit des Drahtinnern und der dadurch bedingten Änderung des induktiven Widerstandes.

In Gleichung 1), S. 190, ist $w' = 5{,}833 \,.\, 10^9$, $w_{Fe} = 1{,}767 \,.\, 10^9$, $l = 4{,}10$, $n = 4{,}05 \,.\, 10^6$ zu setzen und man erhält

$$\left(\frac{w'}{w}\right)_{Fe} + \frac{n p_i \pi}{w_{Fe}} = 3{,}316.$$

Die von ZENNECK gegebenen Kurven für $\left(\frac{w'}{w}\right)_{Fe}$ und $\frac{n p_i \pi}{w_{Fe}}$ liefern

k	$\frac{w'}{w}$	$\frac{n p_i \pi}{w}$	Summe
1,55	1,815	1,512	3,327
1,54	1,805	1,500	3,305

Hieraus $k = 1{,}548$ und nach Gleichung 2), S. 190, wird $\mu = 170$.

Über die Abhängigkeit der Permeabilität von der Feldstärke habe ich bisher erst sehr wenig Versuche machen können, doch läßt sich ein Einfluß auch bei so schnellen Schwingungen noch mit Sicherheit nachweisen. So ergab ein Versuch, der mit schwach gedämpften Schwingungen angestellt war, Dekrement 0,006, Wechselzahl $n = 6{,}89 \,.\, 10^6$, für eine effektive Stromstärke von 0,05 Ampere $\mu = 138$, für 0,032 Ampere $\mu = 168$; die Differenzen liegen weit außerhalb der Versuchsfehler. Noch deutlicher war der Einfluß bei Stahldrähten. So ergab ein Versuch:

Effektive Stromstärke Amp.	Wechselstromwiderst. / Gleichstromwiderst.	Permeabilität	Effektive Feldstärke $2\,i/r$ Gauss
0,132	3,81	28,5	5,2
0,056	5,11	55,6	2,4

Die Wechselzahl n war $1{,}2 \cdot 10^7$, das Dekrement hier allerdings ziemlich groß, $= 0{,}10$.

Die effektive Feldstärke ist bei diesen Versuchen der Stromstärke proportional, streng genommen aber nur an der Oberfläche, da der Strom nicht gleichförmig über den Querschnitt verteilt ist; die Verteilung selbst ist aber bei magnetischen Materialien wieder eine Funktion der Stromstärke. An der Oberfläche ist $\mathfrak{H} = \frac{2\,i}{r}$, nach welcher Formel auch KLEMENČIČ [1]) sowie BATTELLI und MAGRI [2]) ihre Feldstärken dargestellt haben. Die Berechtigung, diese Gleichung anzuwenden, wird um so größer, mit je dickeren Drähten man arbeitet, wie sich aus der Betrachtung der Formeln für den Skineffekt ergibt. Für die von mir verwendeten Drähte, deren Durchmesser zwischen 0,05 und 0,1 mm lag, ist das Innere der Drähte jedenfalls noch nicht stromfrei; die Verhältnisse liegen hier sehr kompliziert; in Anbetracht des geringen vorliegenden Beobachtungsmaterials möchte ich dieser Frage noch nicht näher treten.

Aus den hier mitgeteilten Versuchen geht jedoch mit Sicherheit hervor, daß noch bei Wechselzahlen von 10^7 ein deutlicher Einfluß der Stromintensität auf die Permeabilität sich nachweisen läßt. KLEMENČIČ, der mit noch 20 mal schnelleren Schwingungen arbeitete, konnte einen solchen nicht mehr erhalten [3]), doch sind die Intensitäten nur in einem verhältnismäßig kleinen Bereiche variiert worden. Mit der hier beschriebenen Anordnung dürfte es allerdings schwierig sein, bei höheren Wechselzahlen als $2 - 3 \cdot 10^7$ noch Messungen anzustellen.

[1]) J. KLEMENČIČ, Wied. Ann. 53, 718, 1894.
[2]) A. BATTELLI u. L. MAGRI, Phys. ZS. 8, 302, 1907.
[3]) l. c., S. 714.

Kiel, Physikalisches Institut der Universität, März 1909.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. 15. Mai 1909. Nr. 9.

Sitzung vom 30. April 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **R. Schmidt** demonstriert

LISSAJOUSsche Figuren mit elektrischen Schwingungen nach gemeinsam mit Hrn. H. DIESSELHORST ausgeführten Versuchen.

Weiter spricht Hr. **H. Diesselhorst**

über das Verhalten von Kathodenstrahlen im longitudinalen Magnetfeld (Magnetokathodenstrahlen)

nach zusammen mit Hrn. O. REICHENHEIM angestellten Beobachtungen.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen:

1. Von Hrn. **Hermann Zahn:** Widerstand von Eisendrähten für schnelle elektrische Schwingungen. (Schon abgedruckt, vgl. diese Verh., S. 185—204.)
2. Von Hrn. **S. Tereschin:** Über die Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen.
3. Von Hrn. **I. Traube:** Die Zustandsgleichung von van der Waals und der feste Zustand.

Über anomale Dispersion der magnetischen Rotationspolarisation;

von G. J. Elias.

(Zweite Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. März 1909.)

(Vgl. oben S. 167.)

In einer früheren Mitteilung [1]) habe ich die Methode zur Bestimmung der magnetischen Rotationspolarisation kurz beschrieben. Um zu gleicher Zeit die Absorption messend verfolgen zu können, hatte ich daneben eine zweite photometrische Versuchsanordnung.

Als Lichtquelle benutzte ich dabei eine SIEMENSsche Kontakt-Bogenlampe, bei welcher durch sehr sorgfältige Regulierung ein ruhiges Brennen erreicht worden war, wobei der positive Krater ziemlich konstant blieb. In dieser Hinsicht verhielt sich diese ältere Lampe bedeutend besser als eine von der Firma WEINERT gütigst zur Prüfung überlassene neue Lampe mit horizontaler, rotierender, positiver Kohle [2]), deren sehr empfindlicher Bogen bei Gebrauch in der Nähe des Magnets gepanzert werden mußte. Das Licht wurde in dem a. a. O. erwähnten Autokollimations-Spektralapparat zerlegt. Das monochromatische Licht konnte entweder seinen Weg geradeaus durch den Ringmagnet verfolgen zur Messung der magnetischen Drehung oder durch ein kleines, vor dem Austrittsspalt zu verschiebendes Prisma seitlich abgelenkt werden zur Bestimmung der Absorption. Bei der letzten Anordnung wurde das Bild des Austrittsspaltes auf einen halbplatinierten Spiegel geworfen, der das Lichtbüschel optisch in zwei Teile teilte. Der eine Teil ging durch zwei gegenseitig meßbar drehbare Nicols, wodurch die Intensität in einem bekannten Verhältnis verringert werden konnte, und beleuchtete

---

[1]) G. J. ELIAS, diese Verh. 10, 869, 1908.
[2]) Vgl. hierzu BOLLÉ, ebenda 10, 833, 1908.

dann die eine Fläche eines LUMMER-BRODHUNschen Photometerkörpers. Der andere Teil ging durch die absorbierende Lösung (oder das Präparat) und fiel nach zwei Reflexionen auf die andere Fläche des Photometerkörpers. Um die Lichtverluste durch Reflexion zu eliminieren, wurden nacheinander zwei verschiedene Schichtdicken des untersuchten Stoffes in den Strahlengang gebracht. Weiter befand dieser sich zwischen zwei Nicols, die mehr oder weniger gekreuzt werden konnten, um immer möglichst die gleiche Empfindlichkeit zu haben; in den Gebieten stärkster Absorption war allerdings die Intensität bisweilen zu gering, um die maximale Empfindlichkeit erreichen zu können.

Sowohl die Einstellung und Ablesung des Spektralapparates und des Meßnicols als auch die Vertauschung der beiden Schichten konnte vom Platze des Beobachters aus ausgeführt werden. Obwohl, wie gesagt, ein ruhiges Brennen der Lampe im allgemeinen erreicht worden war, so traten doch kleine Schwankungen immer noch auf, weshalb nötig war, die beiden Messungen möglichst schnell nacheinander auszuführen und ohne daß ein automatisches Regulieren der Lampe dazwischen stattgefunden hatte. Immerhin sind noch immer kleinere Fehler möglich, und werden die Beobachtungen nicht die Sicherheit haben, die eine konstante Lichtquelle gewähren könnte; als solche käme aber nur die Sonne in Betracht, weil alle anderen Lichtquellen viel zu schwach sind; über Sonnenlicht konnte ich aber während des vergangenen Winters leider nicht verfügen.

Außerdem benutzte ich ein RAPSsches Spektrometer zur Ausmessung der Absorptionsspektren.

In der ersten Mitteilung habe ich die untersuchten Substanzengruppen erwähnt. Bei diesen fand ich überall deutliche Anomalien der Rotationspolarisation in der Nähe der Absorptionsbanden. Ich hoffe, demnächst an anderer Stelle die speziellen Ergebnisse ausführlicher darzulegen. Bei weitem die auffallendsten Erscheinungen zeigten die Verbindungen der Metalle der fünften paramagnetischen Reihe, die seltenen Erdmetalle, wobei eine große Verschiedenheit von Kurventypen, auch sehr abhängig von Konzentration und Säuregehalt der Lösungen, beobachtet wurde. Aber auch die Stoffe der anderen paramagnetischen Reihen zeigten deutliche, wenn auch weit geringere Effekte, z. B. eine wässerige

Lösung von Kaliumpermanganat, wobei bis jetzt[1]) keine Anomalien gefunden waren. Es wäre wohl denkbar, daß auch andere Stoffe, bei denen früher kein anomales Verhalten mit Sicherheit konstatiert werden konnte, z. B. die organischen Farbstoffe, doch derartige Erscheinungen zeigen. Später gedenke ich darauf zurückzukommen.

Schließlich lassen sich die allgemeinen Ergebnisse wie folgt zusammenfassen:

1. Es wurden photometrische Messungen der Absorption angestellt bei Lösungen der seltenen Erden verschiedener Konzentration; daraus geht hervor, daß die Absorption sich mit der Konzentration ändert, was die relative Änderung der Größe der Absorptionsmaxima betrifft.

2. Spektrometrisch ließen sich erhebliche Änderungen der Absorptionsspektren mit der Konzentration und dem Säuregehalt feststellen.

3. Jene beiden Beobachtungsmethoden gaben keine völlig übereinstimmenden Resultate; demzufolge ist die photometrische Messung der Absorptionsspektren der spektrometrischen vorzuziehen. In vielen Fällen kann nur die genaue Kenntnis der Absorptionskurven die richtige Lage der Absorptionsmaxima ergeben. Ob die Unterschiede zwischen den beiden Arten der Messung durch physiologische Faktoren bedingt sind, oder ob die anomale Dispersion daran mitbeteiligt ist, muß vorläufig dahingestellt bleiben. Weitere Versuche sollen darüber Klarheit schaffen.

4. Es wurden mittels der Halbschattenmethode Messungen der Rotationspolarisation angestellt. In allen Fällen wurde in der Nähe der Absorptionsbanden ein anomales Verhalten festgestellt, das namentlich bei den seltenen Erden stark zutage tritt.

5. Die Lage der Maxima und Minima der Drehung wurde unabhängig gefunden von Konzentration und Säuregehalt, bei einer bestimmten Lösung. Die relative Größe dieser Maxima und Minima ist dagegen stark veränderlich mit Konzentration und Säuregehalt, infolgedessen sekundäre Verschiebungen stattfinden

---

[1]) F. Drepper, Inaug.-Dissert. Münster 1907.

können. Im großen Ganzen wirkte Vergrößerung der Konzentration im gleichen Sinne wie Erhöhung des Säuregehaltes.

6. Mit großer Wahrscheinlichkeit wurde ein Einfluß der durchleuchteten Schichtdicke konstatiert, bestehend aus einer relativ größeren (in numerischem Sinne genommen) Drehung bei kleineren Schichtdicken.

7. Es wurden Abweichungen von der Proportionalität mit der Feldstärke konstatiert. Bestimmte Gesetzmäßigkeiten darüber ließen sich bis jetzt noch nicht auffinden.

8. Mit abnehmender Temperatur wurde eine starke Zunahme sowohl der Drehung selber als auch der Drehungsanomalien beobachtet; die Zunahme der letzteren stimmte öfters überein mit dem einer umgekehrten Proportionalität mit der absoluten Temperatur entsprechenden Betrage.

9. Der VOIGTsche Typus der Drehungskurven (gleichsinnige Scheitelwerte an den Rändern einer Bande) wurde nur in wenigen Fällen näherungsweise gefunden, dagegen in vielen Fällen der DRUDEsche Typus (gegensinnige Scheitelwerte an den Rändern einer Bande), obwohl meistens auch nur annähernd. Gewisse Fälle konnten in großen Zügen erklärt werden durch Superposition einzelner Kurven des DRUDEschen Typus. In vielen Fällen konnte nicht die Anwesenheit irgend einer der beiden Typen gefolgert werden, obschon in solchen Fällen bisweilen bei stärkerer Konzentration (verknüpft mit relativer Größenänderung der Absorptionsmaxima) oder Temperaturerniedrigung der DRUDEsche Typus nahezu vorzuliegen schien.

Über die Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen;

von S. Tereschin.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 30. April 1909.)

(Vgl. oben S. 206.)

Unlängst[1]) hat Herr HEYDWEILLER auf eine interessante Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad wässeriger Salzlösungen aufmerksam gemacht. Der Dichtezuwachs ($s - 1$) der Lösung gegen Wasser gleicher Temperatur läßt sich nämlich für eine große Anzahl von Salzen nach der folgenden einfachen Formel berechnen:

$$\frac{s-1}{m} = A_s i + B_s (1 - i),$$

worin m die Zahl der gelösten Grammäquivalente im Liter Lösung und i den Dissoziationsgrad derselben bedeutet. Mit A_s und B_s sind zwei von der Konzentration unabhängige Konstanten bezeichnet.

Nun möchte ich darauf hinweisen, daß die obige Beziehung sich einfach deuten läßt, wenn man von den folgenden Voraussetzungen ausgeht.

1. Die Abhängigkeit der Dichte der Lösung von dem Dissoziationsgrad derselben ist (wenigstens zum größten Teil) auf die Änderung der Dichte des Lösungsmittels in unmittelbarer Umgebung jedes Moleküls und jedes freien Ions zurückzuführen.

2. Die Änderung der Dichte des Lösungsmittels, welche als Resultat einer Wirkung des Moleküls bzw. des Ions anzusehen ist, erstreckt sich auf ein bestimmtes Volumen (die Wirkungssphäre des Moleküls bzw. des Ions).

3. Wie die Größe der Wirkungssphäre, so ist auch die Wirkung selbst nur von der Natur des Lösungsmittels und der Natur des Moleküls bzw. des Ions abhängig.

---

[1]) ADOLF HEYDWEILLER, diese Verh. **11**, 37, 1909.

Auf diese Voraussetzungen stützend, nehmen wir an, daß 1 Liter Lösung N Moleküle eines binären Elektrolyten enthält; von diesen seien n dissoziiert. Die Dichte der Lösung sei mit S bezeichnet, indem wir die Dichte des Lösungsmittels gleicher Temperatur gleich Eins setzen. Bezeichnen wir weiter mit μ_0 die Masse des Lösungsmittels (normaler Dichte), welche ein Volumen von der Größe der Wirkungssphäre des Moleküls ausfüllt, und mit μ die gesamte Masse des Moleküls selbst und des dasselbe umhüllenden Lösungsmittels von veränderter Dichte. Die entsprechenden Größen für die beiden Ionen seien mit μ_0' und μ', μ_0'' und μ'' bezeichnet.

Dann wird die Dichte der Lösung durch die Formel

$$S = \frac{1000 + (N-n)(\mu - \mu_0) + n(\mu' - \mu_0') + n(\mu'' - \mu_0'')}{1000}$$

dargestellt. Dieser letzteren kann man wohl die folgende Gestalt geben:

$$S - 1 = N \times \frac{\mu - \mu_0}{1000}(1 - i) + \left(N \times \frac{\mu' - \mu_0'}{1000} + N \frac{\mu'' - \mu_0''}{1000}\right) i,$$

worin i den Dissoziationsgrad (n/N) der Lösung bedeutet. Wenn wir die letzte Gleichung durch m (Anzahl der gelösten Grammäquivalente) dividieren und damit berücksichtigen, daß N/m eine universale Konstante (der reziproke Wert der in Grammen ausgedrückten Masse des Wasserstoffatoms) ist, so bekommen wir gleich die HEYDWEILLERsche Formel mit Koeffizienten:

$$A_s = \frac{N}{m} \times \frac{\mu' - \mu_0'}{1000} + \frac{N}{m} \times \frac{\mu'' - \mu_0''}{1000}$$

und

$$B_s = \frac{N}{m} \times \frac{\mu - \mu_0}{1000} \text{ [1]}.$$

[1] Bezeichnet man mit s_1 das spezifische Gewicht des festen, wasserfreien Salzes vom Molekulargewicht M, mit δ die veränderte Dichte des Lösungsmittels und mit ω das Volumen, auf welches die Wirkung des Moleküls auf das Lösungsmittel sich erstreckt, so läßt sich der Koeffizient B_s folgendermaßen ausdrücken:

$$B_s = \frac{M}{1000} \frac{s_1 - 1}{s_1} + \frac{N}{m} \times \frac{(\delta - 1)\,\omega}{1000}$$

(vgl. HEYDWEILLER, Tabelle 3, S. 42).

Der erste von diesen Koeffizienten setzt sich additiv aus zwei Summanden [„Moduln“, wenn man die übliche Bezeichnung

Tabelle 1.

Mit M' ist das Iongewicht bezeichnet.

H	$1 = M'$	$^1/_2$ Mg	$25,7 = M' + 13,5$
Li	$7,3 = M' + 0,3$	$^1/_2$ Ca	$34,3 = M' + 14,2$
Na	$26,0 = M' + 2,9$	$^1/_2$ Sr	$57,7 = M' + 13,9$
K	$31,6 = M' - 7,6$	$^1/_2$ Ba	$79,9 = M' + 11,2$
Cu	$61,0 = M' + 29,2$		
NH_4	$4,8 = M' - 13,3$	Cl	$17,3 = M' - 18,2$
$C_2H_3O_2$	$17,9 = M' - 41,1$	Br	$53,2 = M' - 26,8$
NO_3	$36,4 = M' - 25,6$	J	$89,7 = M' - 37,3$
$^1/_2 SO_4$	$50,0 = M' + 2,0$		
HO	$22,0 = M' + 5,0$		

Tabelle 2.

	$A_s \times 10^3$			$A_s \times 10^3$	
	ber.	beob.		ber.	beob.
HCl	18,3	18,6	KNO_3	68,0	67,0
NH_4Cl	22,1	20,0	Na_2SO_4	76,0	71,1
LiCl	24,6	26,4	$MgBr_2$	78,9	79,6
LiHO	29,3	32,0	NaBr	79,2	80,8
HNO_3	37,4	36,2	KBr	84,8	85,8
$NaC_2H_3O_2$	43,9	38,8	$CaBr_2$	87,5	86,8
NH_4NO_3	41,2	41,5	NH_4J	94,5	91,4
$LiNO_3$	43,7	42,8	$Cu(NO_3)_2$	97,4	94,0
NaCl	43,3	43,8	$BrCl_2$	97,2	96,2
$MgCl_2$	43,0	44,0	LiJ	97,0	97,4
NaHO	48,0	48,5	$Ba(HO)_2$	101,6	98,6
$CaCl_2$	51,6	49,7	$Ba(NO_3)_2$	116,3	107,7
Li_2SO_4	57,3	50,3	$SrBr_2$	110,9	109,6
$KC_2H_3O_2$	49,5	51,0	$CuSO_4$	111,0	111,8
KCl	48,9	51,6	NaJ	115,7	115,5
KHO	53,6	53,2	MgJ_2	115,4	116,2
NH_4Br	57,0	56,7	KJ	121,3	123,6
$Mg(NO_3)_2$	62,1	58,1	CaJ_2	124,0	123.6
$(NH_4)_2SO_4$	54,8	59,2	$BaBr_2$	133,1	131,4
$NaNO_3$	62,4	60,3	SrJ_2	147,4	147,2
LiBr	60,5	62,0	BaJ_2	169,6	169,0

beibehält[1])] zusammen, von denen jeder nur einem von den Ionen zukommt und von der Natur des anderen unabhängig ist. Setzt man willkürlich den Modul des Wasserstoffions gleich Eins, so lassen sich die Moduln der anderen Ionen aus den HEYDWEILLERschen Daten berechnen. Sie sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. In der folgenden zweiten Tabelle mögen die mit Hilfe dieser Moduln berechneten neben den aus der HEYDWEILLERschen Abhandlung entnommenen Koeffizienten A_s Platz finden. Im großen und ganzen ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung eine befriedigende.

Es sei noch bemerkt, daß es aus den aufgestellten Hypothesen, unabhängig von allen den Umständen, welche HEYDWEILLER bespricht und welche die Gültigkeit der obigen Beziehung zwischen Dichte und Dissoziationsgrad einer Salzlösung beschränken, vorauszusehen ist, daß die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung bei sehr großen Konzentrationen aufhören muß, weil die Wirkungssphären einzelner Moleküle dann ineinandergreifen und die Bedingungen viel komplizierter sein können, als es bei der obigen Ableitung der HEYDWEILLERschen Formel angenommen wurde.

---

[1]) Siehe VALSON, C. R. **73**, 441, 1871 und **77**, 806, 1873; NERNST, Theoretische Chemie 1900, S. 370.

Phys. Labor. d. Kaiserl. militär-mediz. Akad. zu St. Petersburg.

Über die Verwendung des astatischen Magnetometers nach Haupt zu Materialuntersuchungen, unter besonderer Berücksichtigung der Messungen an zylindrischen Stäben und aus Blech geschnittenen Ellipsen;

von H. Jordan.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphenversuchsamt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. März 1909.)
(Vgl. oben S. 167.)

Im Telegraphenversuchsamt des Reichspostamts war geplant, die Eisenbestandteile von Apparaten der Telegraphie und Telephonie auf ihre magnetischen Eigenschaften zu prüfen. Zu Messungen stehen unter diesen Umständen nur kleine Proben zur Verfügung.

Für diesen Zweck ist ein Magnetometer nach einem von Herrn Haupt angegebenen Prinzip von H. Boas, Berlin, für das Telegraphenversuchsamt gebaut worden. Eine Beschreibung des Instruments hat Herr Haupt in Elektrotechn. ZS. 1907, S. 1049 gegeben.

Es soll nunmehr über die Durchführung absoluter Messungen speziell an zylindrischen Stäben und aus Blech geschnittenen Ellipsen berichtet werden.

1. Die Beziehungen zwischen Magnetisierung und Feld.

Für magnetometrische Messungen nehmen die Beziehungen zwischen den zu bestimmenden Materialeigenschaften und den direkt gemessenen Größen die einfachste Gestalt an, wenn man gemäß der klassischen Theorie ausgeht vom Vektor J der Magnetisierung.

Durch

$$\mu = -\operatorname{div} J; \quad \bar{\mu} = -J_{\nu} \qquad 1)$$

(J_{ν} Normalkomponente von J in der Grenzfläche)

werden die Dichten räumlich bzw. flächenhaft verteilter magnetischer Mengen als Funktionen des Ortes in dem magnetisierten Körper gegeben. Diese stetig verteilten Mengen besitzen ein Feld, dessen Intensität im ganzen Raume durch die Kraft auf einen gedachten Einheitspol gemäß dem COULOMBschen Gesetz definiert ist.

Die Komponenten H_x, H_y, H_z dieses Feldes, das das Eigenfeld heißen möge, lassen sich demgemäß darstellen vermittelst des im ganzen Raume definierten Potentials Φ.

$$H_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}; \; H_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}; \; H_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} \tag{2}$$

$$\left.\begin{aligned} \Phi &= \iiint \frac{\mu}{\varrho}\, dv + \iint \frac{\bar{\mu}}{\varrho}\, do \\ \varrho^2 &= (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2 \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

(x, y, z und ξ, η, ζ Koordinaten des Aufpunkts und des Mengenelements, dv, do Volum- bzw. Flächenelement.)

Führt man noch in die Darstellung einen Magnet mit geometrisch ähnlicher Verteilung der Gesamtmenge 1 ein durch

$$\left.\begin{aligned} \mu = M\mu_1; \quad \bar{\mu} = M\bar{\mu}_1 \\ \int \mu_1\, dv + \int \bar{\mu}_1\, do = 1, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

(die Integrale erstreckt über die Mengen eines Vorzeichens), so wird:

$$\left.\begin{aligned} \Phi = M\varphi \\ H_x = Mh_x, \quad H_y = Mh_y, \quad H_z = Mh_z, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

M ist die Gesamtmenge eines Vorzeichens (Polstärke) des betrachteten Körpers. (Von Folgepolen u. dgl. wird abgesehen.)

Zur Veränderung der Magnetisierung wird nun der Körper in ein fremdes Feld $\mathfrak{H}$ gebracht, welches ausschließlich von Stromläufen herrühren möge; dann ist es unabhängig von der Anwesenheit und dem Zustand des eingebrachten Körpers.

Dem Material eigentümlich ist dann der (wenn auch nicht eindeutige) Zusammenhang zwischen Feldstärke und Magnetisierung, wie auch diese sich im Gleichgewichtszustande verteilen

möge. Der Vektor der Gesamtfeldstärke $\mathfrak{H}$ setzt sich zusammen aus den beiden Teilen, dem fremden und dem Eigenfeld:

$$\mathfrak{H}_t = \mathfrak{H} + H. \tag{6)}$$

Die magnetometrische Messung bestimmt die Intensität des Eigenfeldes in einem Punkte außerhalb des Körpers als Funktion des meßbar variablen fremden Feldes.

Es ist also zur Bestimmung der gesuchten Funktion die erstere Größe auf die Magnetisierung in einem passend zu wählenden Punkte des Körpers zu reduzieren und zur Ermittelung der totalen Feldstärke die Intensität des Eigenfeldes für denselben Punkt anzugeben.

2. Flaches dreiachsiges Ellipsoid; Feld und Scherungskoeffizienten.

Ein Ellipsoid mit den Hauptachsen $2a$, $2b$, $2c$ werde in einem zur größten Achse a parallelen, gleichförmigen fremden Felde $\mathfrak{H}$ magnetisiert. Mit den Achsen falle ein rechtwinkliges Koordinatensystem ξ, η, ζ zusammen. Dann ist die Magnetisierung J stets gleichförmig und gleichfalls parallel ξ und ebenso das innere Eigenfeld H_i und somit auch das totale Feld $\mathfrak{H}_t = \mathfrak{H} + H_i$ (algebraisch).

In einer für die Verwendung bequemeren Form werde nach bekannten Sätzen der Potentialtheorie geschrieben:

$$H_i = -NJ \tag{7)}$$

$$N = 2\pi \int_0^\infty \frac{d\mu}{(1+\mu)\sqrt{(1+\mu)(1+m_b^2\mu)(1+m_c^2\mu)}} \tag{7')}$$

($m_b = a/b$; $m_c = a/c$, die Achsenverhältnisse).

Ferner: Das äußere Eigenfeld H_a (H_ξ, H_η, H_ζ):

$$\left.\begin{aligned} H_\xi &= 2\pi J\left(L + \xi\frac{\partial L}{\partial \xi}\right) \\ H_\eta &= 2\pi J \, . \, \xi\frac{\partial L}{\partial \eta} \\ H_\zeta &= 2\pi J \, . \, \xi\frac{\partial L}{\partial \zeta} \end{aligned}\right\} \tag{8)}$$

$$L = \int\limits_v^\infty \frac{d\mu}{(1+\mu)\sqrt{(1+\mu)(1+m_b^2\mu)(1+m_c^2\mu)}} \tag{8'}$$

$$\frac{\xi^2/a^2}{1+v} + \frac{\eta^2/a^2}{1/m_b^2+v} + \frac{\zeta^2/a^2}{1/m_c^2+v} = 1. \tag{9}$$

ξ, η, ζ sind die Koordinaten des Aufpunkts, als deren Funktion L erscheint infolge des in der Grenze auftretenden, durch 9) in ξ, η, ζ gegebenen Parameters v.

Für die Mittelebene $\xi = 0$ gilt:

$$\left.\begin{array}{c} H_a = H_\xi = 2\pi J L; \quad H_\eta = H_\zeta = 0 \\ \dfrac{\eta^2/a^2}{1/m_b^2+v} + \dfrac{\zeta^2/b^2}{1/m_c^2+v} = 1. \end{array}\right\} \tag{10}$$

Zur Berechnung von L kann man entwickeln:

$$L = \frac{1}{m_b m_c}\frac{1}{(v+1)^{3/2}}\left\{\frac{2}{3} + A\frac{1}{v+1} + B\frac{1}{(v+1)^2} + \cdots\right\} \tag{11}$$

wobei für flache Ellipsoide (großes m_c)

$$A = \frac{1}{5}(1+\beta), \qquad \beta = 1 - \frac{1}{m_b^2},$$

$$B = \frac{1}{7}\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2}\beta + \frac{3}{4}\beta^2\right).$$

. . . .

Für Punkte der η- bzw. ζ-Achse ist in dem gleichen Fall

$$v = \eta^2/a^2 - 1/m_b^2 \text{ bzw. } v = \zeta^2/a^2.$$

Schon in verhältnismäßig kleinen Entfernungen konvergiert ersichtlich die Reihe recht gut und herrscht Rotationssymmetrie, letzteres besonders für schmale Ellipsoide ($m_b > 1$).

Die unter dem Namen „Scherungskoeffizienten“ bekannten, für Rotationsellipsoide öfters angegebenen Parameter wurden für $m_c = a/c \geqq 20$ (flache Ellipsoide) und einige Werte von $m_b = a/b$ zwischen 1 und 5 berechnet. Für Kreisscheiben ($m_b = 1$) kann der Koeffizient (N_1) durch Integration in geschlossener Form [1]) gefunden werden. Dies wurde als Rechenkontrolle benutzt.

---

[1]) Maxwell, Elektr. u. Magn., deutsch von Weinstein, II, S. 82.

Es ist:

m_c	$\log m_c$	$m_c N_1$
20	1,30	9,58
50	1,70	9,74
100	2,00	9,80
200	2,30	9,84
500	2,70	9,86
1000	3,00	9,86
2000	3,30	9,87

Es ergab sich ferner für das berechnete Intervall:

$$m_c . N(m_b, m_c) = m_c N_1 (1, m_c) - 6{,}66 \log m_b.$$

Zur Interpolation wird man daher passend darstellen:

a) $m_c N_1$ als Funktion von $\log m_c$ nach der Tabelle,

b) die Gerade $m_c (N_1 - N) = 6{,}66 \log^{(10)} m_b$ als Funktion von $\log m_b$.

Dann ist aus a) der Ordinatenwert für das gegebene m_c, und aus b) derjenige für das gegebene m_b zu entnehmen und das Resultat durch m_c zu dividieren.

3. Behandlung nichtellipsoidischer Körper, speziell gerader Stäbe.

Für nichtellipsoidische Körper ist die Magnetisierung im gleichförmigen fremden Feld keine gleichförmige. Da totales Feld und Magnetisierung nicht linear zusammenhängen, ist die Verteilung beider Größen nicht, wie beim Ellipsoid, allein durch die Form bedingt, sondern hängt noch von der Intensität des fremden Feldes ab.

Die Betrachtung möge auf gerade Stäbe beschränkt werden. Im allgemeinen befinden sich magnetische Mengen im Innern und auf der Oberfläche. Nach Symmetrie laufen alle Magnetisierungslinien durch den Mittelquerschnitt, wo auch die Endbelegungen liegen mögen, so daß unter Annahme gleichförmiger Verteilung im Mittelquerschnitt (q) ist:

$$J_m = M/q. \qquad 12)$$

Man wird demgemäß die gesuchte Magnetisierungsfunktion aus dem Verhalten des Mittelquerschnitts vermittelst der Polstärke

abzuleiten versuchen. (Die Einführung der mittleren Magnetisierung des Stabes führt offenbar auf kompliziertere Verhältnisse.)

Nach Gleichung 5) führt die Messung einer Komponente des Eigenfeldes an einem Punkte in der Umgebung des Körpers auf M und somit das gesuchte J_m, falls sich die entsprechende Komponente der Feldintensität h für den geometrisch ähnlichen Einheitsmagnet für alle Zustände angeben läßt.

Angaben über das Eigenfeld im Mittelquerschnitt gerader Stäbe liegen bereits auf Grund von ballistischen Beobachtungen an bekanntem Material vor. Die Bestimmung der totalen Feldstärke $\mathfrak{H}_t$ aus den direkt gegebenen fremden, $\mathfrak{H}$, ist hiermit erledigt, ähnlich wie für Ellipsoide[1]).

Die Änderungen des Feldes h im Außenraume verfolgte in etwas anderer Formulierung BENEDICKS[2]) durch vergleichende magnetometrische und ballistische Messungen.

Im folgenden wird in diesem Punkt die magnetometrische Messung selbständig gemacht werden. Es wird sich dabei ergeben, daß sich ein Punkt angeben läßt, für den h nahezu unabhängig ist von der Anordnung der magnetischen Mengen im geraden Stab. Damit wird dann die magnetometrische Messung der ballistischen in der Einfachheit der Reduktion gleichgestellt.

Die Durchführung beruht auf folgendem:

Durch die Verteilung der Eigenfeldintensität in der Umgebung eines Magnets wird im allgemeinen zwar nur die äquivalente Belegung einer Äquipotentialfläche definiert, für gerade dünne Stäbe können aber bezüglich der Fernwirkung die magnetischen Mengen in der Achse vereinigt gedacht werden. Somit fällt der Unterschied zwischen räumlichen und flächenhaften Belegungen fort und das Feld definiert nunmehr eindeutig eine Belegung: nämlich die der Achse. Man kann nunmehr die gesuchte Intensität des Feldes der geometrisch ähnlich verteilten Menge 1 folgendermaßen bestimmen. Man mißt das Feld an verschiedenen Stellen und versucht die räumlichen Variationen mit Hilfe geeigneter Annahmen betreffs der Belegung darzustellen. Gelingt

---

[1]) Vgl. unten § 5.

[2]) Journ. d. Phys. (4) 1, 302, 1902.

dieses, so sind die für die Menge 1 berechneten Werte auch eindeutig die gesuchten.

In großen Entfernungen ist das Feld der Gestalt nach unabhängig von der Anordnung der magnetischen Mengen. Es kommen gerade die kleinen Entfernungen in Betracht, in denen die Darstellung vermittelst eines Polpaares dementsprechend versagen muß. Es dürfte in diesem Zusammenhang ganz besonders die Unmöglichkeit einer Bestimmung allgemein gültiger äquivalenter Pole [1]) für die Wirkung auf kleine Entfernungen hervortreten.

4. Das Magnetometer nach Haupt: Unabhängigkeit vom Ortsfeld. — Absolute Feldmessung.

Das Magnetsystem des astatischen Magnetometers nach Haupt besteht (Fig. 1) aus zwei 15 cm langen, 0,20 cm dicken zylindrischen permanenten Stahlmagneten N, S, die durch die Aluminiumbügel B im Abstand von 7,0 cm starr miteinander verbunden sind. Die Stäbe sind an der Spitze Sp um ihre Symmetrieachse drehbar vertikal aufgehängt. Das System erhält eine Richtkraft durch die Torsionsfeder F, die einerseits mit dem oberen Bügel, andererseits mit dem in Bogengrade geteilten Torsionstopf verbunden ist.

Zur Aufnahme der Eisenproben ist die Magnetisierungsspule S_1 bestimmt (30 cm lang, 281 Windungen pro Centimeter, 0,4 cm lichte Weite). Ihre Achse steht senkrecht zur Ebene des Systems in der Verbindungslinie der oberen Stabenden. Die Lage der zu untersuchenden Probe ist gewöhnlich symmetrisch zum System. Eine Kompensationsspule S_2 befindet sich entsprechend zwischen den unteren Polen.

Das ablenkende Moment, hervorgerufen durch die Summe aller auf die Stäbe wirkenden Feldkomponenten parallel der X-Achse (s. Fig. 1), wird durch die Torsion gemessen, die nötig ist, das System auf seiner Nullmarke zum Einspielen zu bringen.

Auf das System hat ein gleichförmiges Feld keinen Einfluß. Das für jedem der Stäbe resultierende Drehmoment ist unab-

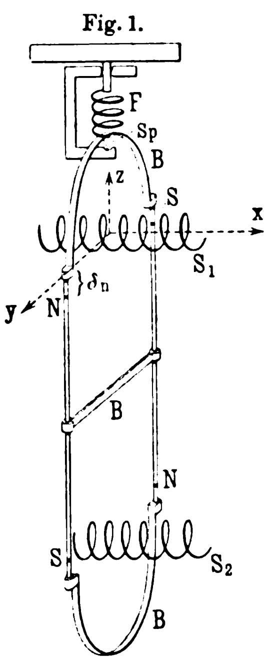
---

[1]) Riecke, Pogg. Ann. **149**, 62, 1873. Dagegen ein Versuch einer derartigen Bestimmung kürzlich: Ruoss, Ann. d. Phys. (4) **27**, 113, 1908.

hängig von seiner Orientierung Null, da die magnetischen Achsen parallel der Drehachse sind. Das System mißt demnach ausschließlich das Gefälle der Feldkomponente parallel X vom nahen zum fernen Pol.

Auch die Wirkung der Induktion von einem gleichförmigen Feld und deren Änderung kompensiert sich an beiden Stäben, da je ein N- und S-Pol der Probe benachbart ist. Soweit das Ortsfeld im Bereich der Stäbe gleichförmig ist, stören also auch seine Schwankungen nicht.

Fig. 1.



1° Torsion entsprachen 0,0280 absoluter Einheiten; die Messungen gingen etwa bis 100°. Hieraus lassen sich die Anforderungen bezüglich der Gleichförmigkeit des Ortsfeldes abschätzen. Ist das Ortsfeld ungleichförmig, aber konstant, so ergibt sich eine Nullpunktskorrektion für das System je nach der Orientierung des Instruments. Eine Einzelleitung mit 5 Amp., starke Magnete (event. auch streuende D'ARSONVAL-Instrumente!) geben in $^1/_2$ m Abstand Ungleichförmigkeiten, die selbst bei ungünstigster Lage unter 0,003, entsprechend 0,1° Torsion. Änderungen um diese Beträge (also erst das Heranbringen während des Versuchs) gehen als Störungen in die Beobachtung ein.

Sind die Magnetstäbe nicht genügend genau der Drehungsachse parallel, so ist das System auch Störungen ausgesetzt, wenn das gleichförmige Ortsfeld schwankt. Für die gewählten Abmessungen kam dies nach Schätzung selbst bei ungünstigsten Annahmen nicht in Betracht. Bei etwaiger Steigerung der Empfindlichkeit (schwächere Torsionsfeder) würde sich empfehlen, das System empirisch zu richten, ohne Rücksicht auf die geometrische Gestalt. Die von Herrn HAUPT für diesen Fall vorgeschlagenen Kompensationsmagnete führen zu starken Störungen der Messung. Wenn nicht Torsions-, sondern Ablenkungs- oder Schwingungs-

beobachtungen gemacht werden sollen, wird dies in erhöhtem Maße in Betracht kommen, da dann das konstante gleichförmige Feld auch noch als Direktionskraft Einfluß gewinnen kann.

Die Verwendbarkeit der Anordnung von System und Probe zu absoluten Messungen beruht nun darauf, daß die Systempole für die Feldmessung ohne Rücksicht auf die Ausdehnung der Polflächen als punktförmig in Rechnung gesetzt werden können. Da nämlich die zu untersuchenden Felder nahezu oder streng Rotationssymmetrie besitzen, tangieren die nahen Systempole die Kurven konstanten Feldes, die fernen Pole befinden sich schon in hinreichend geringem Gefälle.

Zur Orientierung über die in Betracht kommenden Feldmessungen diene eine vereinfachte Betrachtung. Statt der Eisenprobe befinde sich ein Polpaar (Polstärke 1, Polabstand $2L$) in der Achse X der Magnetisierungsspule (Fig. 1), ξ sei der Abstand der YZ-Ebene des Systems vom Mittelpunkt des Polpaares. Wird von den fernen Systempolen zunächst abgesehen, so mißt bei Verschiebung des Polpaares längs der Achse das auf das System ausgeübte Drehungsmoment im wesentlichen den Verlauf der X-Komponente des Feldes auf einer Parallelen zur Achse als Funktion von ξ. Der Abstand dieser Geraden von der Achse beträgt $e = \sqrt{a^2 + \delta_n^2}$ (vgl. Fig. 1).

Bei Anwesenheit der fernen Pole wird ein entsprechend reduziertes Feld gemessen.

An den Verlauf solcher Feldkurven schließen sich dann die Untersuchungen über die Gestalt des Feldes von Stäben an. Zwei Eigenschaften der Feldkurven von Polpaaren sind für das Folgende von Wichtigkeit:

a) Die Feldstärke in der für die Beobachtung normalen symmetrischen Lage ($\xi = 0$) besitzt ein Maximum für den Polabstand, gegeben durch $L = e/\sqrt{2}$. (Für das beschriebene System: $2L = 5{,}0$ cm.)

b) Bei seitlichen Verschiebungen des Polpaares wird an beiden Seiten eine Lage (Scheitellage) erreicht, in welcher die durch die Ebene des Systems gehenden Kraftlinien des reduzierten Feldes diese Ebene tangieren, d. h. die betrachtete X-Komponente $= 0$ ist.

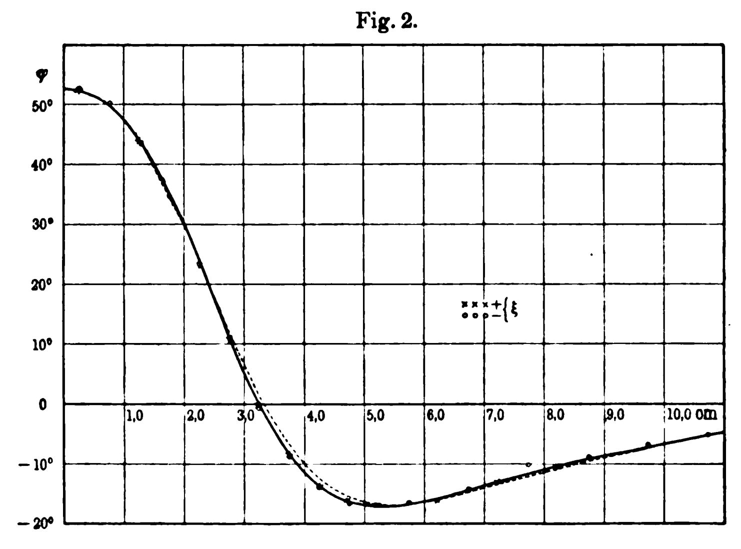


Die Abstände dieser Scheitellagen nehmen **stetig** mit dem Polabstand $2L$ gegen eine Grenze für verschwindende L ab.

Sie geben also für nicht zu kleine L einen rein geometrischen eindeutigen Parameter zur Bestimmung von L an.

Es war nun zu untersuchen, ob solche vermittelst der Drehungsmomente aufgenommenen Feldkurven eine Verzerrung erleiden, infolge der Ausbreitung der magnetischen Mengen in den Polen des Systems. Zu dem Zwecke wurde eine Spule von 5,0 cm Länge, 1,50 bzw. 0,45 cm äußeren bzw. inneren Radius und 964 Windungen an Stelle der Magnetisierungsspule, längs der

Fig. 2.



X-Achse verschiebbar, angebracht. Für diese wurde die reduzierte Feldkurve berechnet. Bezüglich der nahen Pole war das erste Kugelfunktionsglied der Reihenentwickelung für das Potential der Spule noch zu berücksichtigen. Die Pole im System wurden in den Horizontalebenen angenommen, in denen die Spule bei vertikaler Parallelverschiebung das größte Drehungsmoment ausübte.

Fig. 2 gibt die beobachteten Torsionen φ (Bogengrad) als Funktion der Verschiebung ξ der Spule wieder bei einer konstanten Stromstärke von 0,700 Amp. Die Polstärke M betrug somit 20,0 [cgs]. Die Beobachtung ließ sich dann befriedigend darstellen durch:

$$\varphi = \frac{M}{k} h(\xi). \qquad 13)$$

Die ausgezogene Kurve gibt die der rechten Seite der Gleichung entsprechenden berechneten Werte wieder, die punktierte die entsprechenden für das Polpaar $2L = 5$ cm. Hiernach ist die Annahme punktförmiger Pole im System ausreichend. Als Magnetometerkonstante k ergab sich dabei 0,0280 (vgl. oben). Bei der Polstärke 1 entspricht 1° Torsion dem Werte 0,0280 der X-Komponente der reduzierten Feldstärke.

5. Messung des Feldes von Stäben und seine Darstellung vermittelst Achsen- und Endbelegungen. — Reduktion der Feldmessung auf die Magnetisierung.

Die Magnetisierung im Mittelquerschnitt eines zylindrischen Stabes wird nach Gleichung 12), 13) durch die Torsion φ am Magnetometer gemessen zu:

$$J = \frac{M}{q} = \frac{k\varphi}{q h(\xi = 0)}. \qquad 14)$$

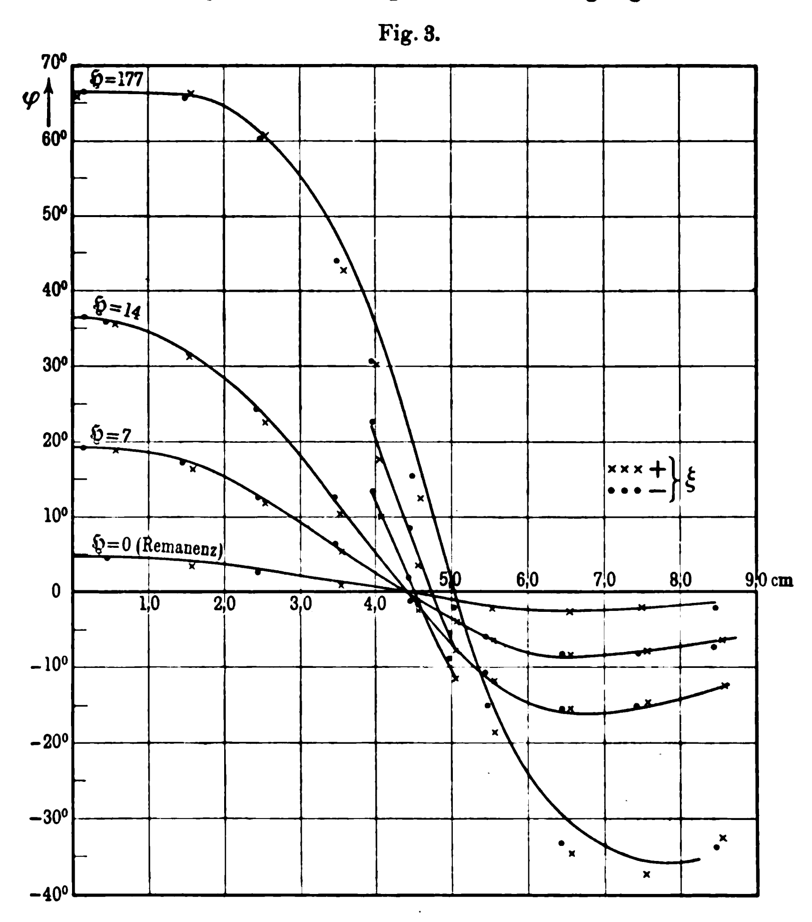
$h(\xi = 0)$ ist die reduzierte Feldstärke (s. § 4) der ähnlich auf der Achse verteilten Menge 1. Zu deren Ermittelung genügt nach § 3 die Ermittelung der Gestalt des Feldes, und nach § 4 können hierzu die „Feldkurven“ dienen.

Fig. 3 stellt solche dar. Es wurde ein 10 cm langer, 0,20 cm dicker Eisenstab längs der Achse des konstanten Feldes $\mathfrak{H}$ der Magnetisierungsspule verschoben. Die Torsionen in Bogengraden sind als Funktionen der Verschiebung ξ aus der zum System symmetrischen Lage ($\xi = 0$) dargestellt.

Für wachsende Feldstärken ändert sich die Gestalt der Kurven: das Maximum plattet sich ab, die Scheitelpunkte $[h(\xi) = 0]$ rücken heraus. Fig. 4 stellt für denselben Eisen- und einen Werkzeugstahlstab die Abstände der Scheitellagen als Funktion des fremden (Spulen-) Feldes dar. Die Kurve hängt nur wenig vom Material ab und zeigt ihrerseits Hysterese. Die magnetischen Mengen rücken bei wachsender Feldstärke mehr nach den Enden zu. Bei Sättigung befinden sie sich ausschließlich an den Endflächen.

Es wurde nun berechnet die Feldfunktion h_m (s. § 4) einer linear von der Mitte aus anwachsenden Belegung (Mantelbelegung) und diejenige h_p für den Endpol. Beide Belegungen zusammen

Fig. 3.



sollen die des Stabes mit der Menge 1 darstellen. Die Feldfunktion ist daher:

$$h(\xi) = a\,h_m(\xi) + (1 - a)\,h_p(\xi). \qquad 15)$$

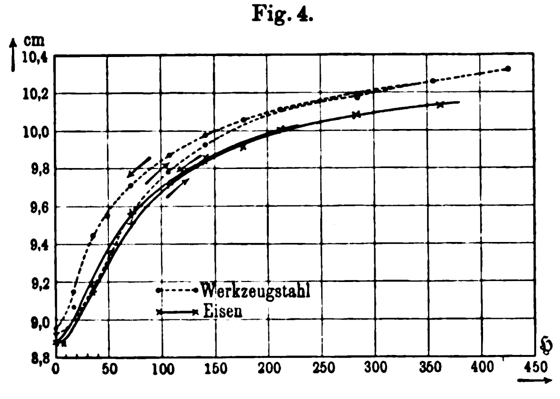
Diese Annahme über die Verteilung der magnetischen Mengen entspricht zum Teil nur annähernd den darüber vorliegenden Beobachtungen, reicht aber für das Folgende aus und ermöglicht,

die Änderungen der Verteilung vermittelst nur eines Parameters a darzustellen. Er mag Ausbreitungskoeffizient heißen, da für $a = 1$ die Magnetisierungslinien alle auf der Mantelfläche und im Innern, für $a = 0$ alle auf der Stirnfläche endigen. Die Beobachtungen werden (Fig. 3) bis $\mathfrak{H} = 14$ mit $a = 0,87$ gut dargestellt, während für $\mathfrak{H} = 177$ sich $a = 0,20$ in weniger guter Übereinstimmung mit der Beobachtung ergibt.

Auch für einen 0,4 cm starken Stab ließ sich die Darstellung der Feldkurven nach Gleichung 15) durchführen.

Für Messung der Magnetisierung kommt nach 14) nur $h(\xi = 0)$ in Betracht. Hierzu ist jetzt allgemein nur noch der Ausbreitungs-

Fig. 4.



koeffizient a erforderlich. Es läßt sich zeigen, daß der Abstand der Scheitellagen sich nahezu linear mit a ändert. Die Kurven (Fig. 4) können also zu seiner Bestimmung dienen. In dieser Weise wurden die Reduktionen im folgenden durchgeführt für die Beobachtungen an Stäben von 10 cm Länge.

Gleichung 15) zeigt nun einen Weg, sich frei zu machen von der Veränderlichkeit der Anordnung der magnetischen Mengen. Die Werte $h_m(0)$ und $h_p(0)$ sind ja noch Funktionen der Stablänge. Läßt sich $h_m(0) = h_p(0)$ finden, so ist auch

$$h(0) = h_m^{(0)} = h_p^{(0)}, \qquad 16)$$

also unabhängig von a.

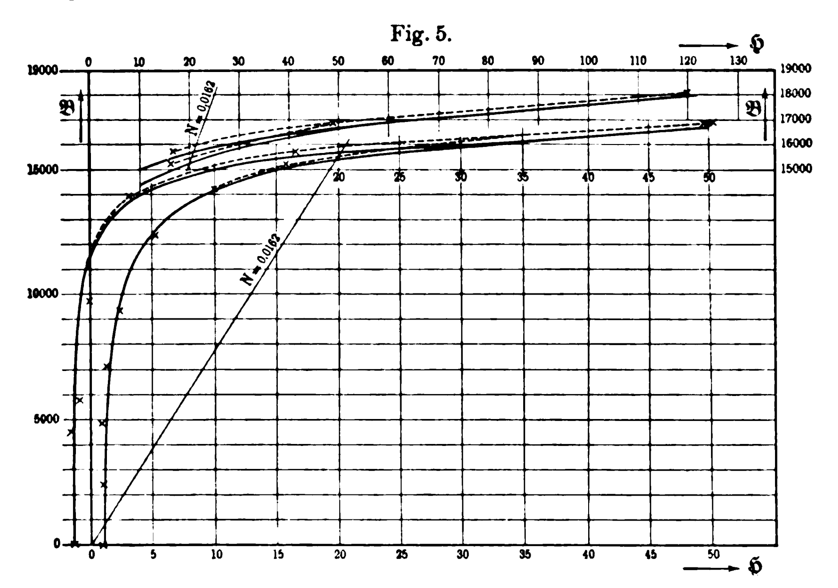
Für das gegebene Magnetsystem trifft dies zu für die Stablänge:

$$2\,L = 7{,}2\,\mathrm{cm}.$$

Fig. 5 stellt die in der angegebenen Weise ausgewertete Aufnahme der Magnetisierungskurve an demselben Eisenstab in den gebräuchlichen Einheiten 𝔅, $\mathfrak{H}_i$ dar. Die ausgezogene Kurve entspricht einer Aufnahme der Phys.-Techn. Reichsanstalt an einem 30 cm langen Stabe aus gleichem Material.

Zur Scherung wurde der (konstante) Koeffizient[1]) $N = 0{,}0162$ benutzt. Für große 𝔋 erhält man dann bei dieser Reduktion etwas zu große 𝔅-Werte. Für große Werte der Magnetisierung biegt sich

Fig. 5.



die Scherungslinie (unter dem Einfluß der vom Mittelquerschnitt fortrückenden Mengen) zur 𝔅-Achse hin. Da dies aber gerade den flachen Teil der Kurve betrifft, sind die Änderungen in 𝔅 gering.

Hiermit sind die Resultate der magnetometrischen Messung an geraden Stäben denen der ballistischen gleichgestellt. Bei Berücksichtigung der günstigsten Länge nach 16) können mit dem Torsionsmagnetometer nach 14) direkt Magnetisierungen bzw. Induktionen gemessen werden mit Hilfe einer einzigen Apparatkonstanten.

---

[1]) Du Bois, Magnet. Kreise, S. 45.

6. Messungen kleinerer Magnetisierungen.

Als spezielle Aufgabe kam für das Magnetometer in Betracht die Untersuchung der Hysterese und der Permeabilität für mäßig starke Felder. Für derartige Messungen wurde mit Vorteil folgende Anordnung benutzt: Ein Kurbelrheostat (30 Abschnitte) war derart unterteilt, daß die Stromstufen ganze Vielfache der Feldeinheiten in der in Reihe geschalteten Magnetisierungsspule ergaben. Durch einen regulierbaren Nebenschluß von geringem Widerstand konnten die Sammlerzellen, die als Stromquelle dienten, soweit belastet werden, daß die Werte der am Präzisionsvoltmeter abgelesenen Spannung den der Rechnung zugrunde gelegten Wert annahmen.

Durch Anbringen eines Spiegels wurde das Magnetometer für Ablenkungsbeobachtungen eingerichtet. Ausschläge von 0,1° konnten so noch genügend genau gemessen werden, ohne daß die offenbar sehr gut gearbeitete Spitzenaufhängung zu Störungen Anlaß gab[1]).

Hysteresisschleifen konnten so bis $\mathfrak{H} = \pm 1$ ($\varphi = \pm 0{,}6^\circ$) ausgewertet werden.

Die „differentielle Permeabilität" $\Delta\mathfrak{B}/\Delta\mathfrak{H}$ ließ sich mit Hilfe des Rheostaten für $\Delta\mathfrak{H} = \pm 1$ einfach bestimmen. Fig. 6 zeigt eine solche Messung für den Stab aus Werkzeugstahl. Das (fremde) Feld der Spule durchlief den Zyklus $\mathfrak{H} = \pm 30$. Die Variationen wurden an den verschiedenen Stellen so oft wiederholt, bis die kleine Hystereseschleife, die sich bildete, konstant wurde. Die ganzen Änderungen wurden durch Torsion, die Variationen durch Ablenkung gemessen. Die Permeabilität bezüglich des totalen Feldes ergibt sich aus:

$$\frac{\Delta\mathfrak{B}}{\Delta\mathfrak{H}_t} = \frac{\Delta\mathfrak{B}}{\Delta\mathfrak{H}}\,\frac{1}{1 - \frac{N}{4\pi}\frac{\Delta\mathfrak{B}}{\Delta\mathfrak{H}}}.$$

Das in Fig. 6 mit μ_{PTR} bezeichnete Kurvenstück stellt den Anfang der Kurve $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ dar, die für das gleiche Material von der Phys.-Techn. Reichsanstalt bestimmt war.

---

[1]) Die in Fig. 5 auftretenden Unregelmäßigkeiten bei schwachen Feldern rührten von einem später nicht mehr verwandten Schieberwiderstand mit unzuverlässig gewordenem Kontakt her.

Will man unter Steigerung der Empfindlichkeit des Instruments zu Messungen mit kleineren Kräften übergehen, so wird notwendig, sich von der Induktionswirkung des Ortsfeldes auf die Proben freizumachen, da diese dann von der Ordnung der zu untersuchenden Felder ist. Man wird dies ähnlich wie bei den Systemmagneten erreichen, wenn man in die nunmehr umgekehrt zu schaltende Kompensationsspule S_2 (Fig. 1) eine zweite gleiche Probe einführt und eine dritte Spule zur Kompensation anbringt.

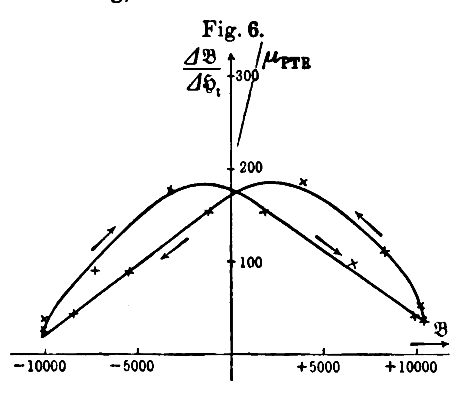


Fig. 6.

7. Aus Blech ausgeschnittene Ellipsen.

Über die Verwendbarkeit aus Blech geschnittener Ellipsen wurde bisher folgendes ermittelt an 6,0 cm langen, 1,4 cm breiten Ellipsen aus 0,05 mm starkem Blech eines Übertragers.

Die Magnetisierungskurven der einzelnen Ellipsen wichen zum Teil erheblich voneinander ab.

Bezüglich der nur dem Ellipsoid eigenen Konstanz der Verteilung der magnetischen Mengen wurde gefunden, daß die Scheitellage mit großer Schärfe konstant war.

Zwei nahezu gleichartige Ellipsen wurden aufeinandergelegt. Die erhaltenen Magnetisierungskurven für eine und zwei Ellipsen stimmten nach Reduktion und Scherung mit den gegebenen Koeffizienten gut überein. Als Vergleichsellipsoid wurde dasjenige angenommen, das gleiche Länge, gleichen Querschnitt und gleiches Achsenverhältnis im Querschnitt besitzt.

Vergleichende Messungen nach anderen Methoden konnten noch nicht ausgeführt werden.

Magnetometrische Messungen auf größere Entfernungen waren infolge zu großer Störungen des Ortsfeldes unmöglich. Es wird beabsichtigt, ballistische Messungen an Ringen auszuführen, und gleichzeitig das herausfallende Mittelstück in verschiedenen Ellipsenformen für die magnetometrische Messung auszuschneiden.

Die Zustandsgleichung von van der Waals und der feste Zustand;

von I. Traube.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 30. April 1909.)

(Vgl. oben S. 206.)

Die bekannte Gleichung $(p + a/v^2)(v - b) = RT$ ist von VAN DER WAALS auf den gasförmigen und flüssigen Zustand bezogen und insbesondere auch auf den Übergang vom gasförmigen zum flüssigen Zustand angewandt worden.

Gerade im letzteren Falle hat die Gleichung indessen vollständig versagt, und zwar wesentlich deshalb, weil a und b keine Konstanten sind und insbesondere b eine Druckfunktion ist, welche sich beim Übergang vom flüssigen zum Gaszustande im allgemeinen sehr erheblich ändert[1]). Ein Gason b ist bei mehratomigen Stoffen wesentlich größer als ein unter dem Einflusse des Binnendruckes stark komprimiertes Fluidon b_{fl}.

Obwohl VAN DER WAALS' Gleichung demnach gerade dort versagt hat, wo ihr Begründer die größten Hoffnungen auf dieselbe gesetzt hatte, erscheint mir jene Annäherungsgleichung höchst bedeutungsvoll, wenn man dieselbe nur auf eine einzige Phase anwendet, also beispielsweise innerhalb eines engbegrenzten Temperaturintervalls das Verhalten verschiedener homogener Flüssigkeiten auf Grund der Gleichung miteinander vergleicht. In diesem Falle begeht man keinen großen Fehler, wenn die Größen a und b als Konstanten betrachtet werden, und es wurde in früheren Arbeiten gezeigt[2]), daß man auf diesem Wege recht verschiedene Eigenschaften homogener Flüssigkeiten (Verdampfungswärme, innere Reibung, Assoziation usw.) als Funktionen von Binnendruck und Kovolumen darstellen kann.

Wenngleich nun eine kinetische oder sonstige theoretische Begründung der Gleichung für den festen Zustand bisher nicht

---

[1]) TRAUBE, ZS. f. anorg. Chem. 37, 225, 1903.
[2]) TRAUBE, Ann. d. Phys. (4) 8, 267, 1902.



gegeben worden ist, und auch meines Wissens VAN DER WAALS selbst nie daran gedacht hat, die Gleichung auf diesen Zustand anzuwenden, habe ich bereits vor mehreren Jahren[1]) den Versuch gemacht die physikalischen Eigenschaften insbesondere der Elemente vom Standpunkte der Zustandsgleichung aus einer vergleichenden Betrachtung zu unterziehen, und wenn C. BENEDICKS[2]) mir mit Recht vorhält, daß ich den strengen Beweis für die Gültigkeit der Gleichung nicht erbracht hätte, so scheint es mir doch, daß die damals und etwas später[3]) von mir aufgefundene Parallelität von Härte, Elastizität, Kompressibilität, Reibung und Binnendruck der Metalle als ein Erfolg angesehen werden konnte, welcher zu weiteren Versuchen, die Eigenschaften des festen Zustandes mit Hilfe der Gleichung darzustellen, ermuntern mußte: Insbesondere veranlaßte mich hierzu ein quantitativer Erfolg meiner damaligen Arbeit[4]), nämlich die Berechnung der molekularen Verdampfungswärme einiger Metalle (Zn, Cd, Hg) vermittels der Gleichung $\int \frac{a}{v^2} dv = \frac{a}{v} + RT$ in Übereinstimmung mit der Beobachtung bzw. thermodynamischen Berechnung mit Hilfe des Druckkoeffizienten dp/dT.

Nach den Beobachtungen von KONOWALOFF bzw. KURBATOFF ist die molekulare Verdampfungswärme des Quecksilbers beim Siedepunkte im Mittel gleich 14 540 cal, während $a/v + RT = 14\,660$ cal berechnet wurde, und für festes Zink bzw. Cadmium ergab die Gleichung von CLAPEYRON die Werte 25 500 bzw.

---

1) TRAUBE, ZS. f. anorg. Chem. **34**, 413, 1903.

2) BENEDICKS, ebenda **47**, 455, 1905. BENEDICKS hat durchaus recht, meine Gleichung $\frac{v}{v-b} \cdot 3\beta = \frac{1}{T}$ durch den genaueren Ausdruck $\frac{v}{v-b} 3\beta = \frac{1}{T} + 6\beta$ zu ersetzen. Jene Gleichung von BENEDICKS und ebenso der von ihm abgeleitete Ausdruck $\frac{a}{v^2} = \frac{R}{v}\left(\frac{1}{3\beta} + 2T\right)$ sind auch besonders wertvoll wegen der Möglichkeit der einfachen Berechnung von b und a/v^2 mit Hilfe des Ausdehnungskoeffizienten.

3) TRAUBE, l. c. und ZS. f. anorg. Chem. **40**, 377, 1904. Auch Schmelzpunkt der Metalle und Binnendruck gehen völlig parallel.

4) TRAUBE, ZS. f. anorg. Chem. **34**, 422, 1903 und Ber. d. D. Chem. Ges. **31**, 1563, 1898.

23480 cal, obiger Ausdruck von VAN DER WAALS dagegen 25450 bzw. 23450 cal.

Die Zustandsgleichung führt[1]) nun zu der folgenden Annäherungsgleichung:

$$K^2 = \frac{C_0(1+\alpha t)}{v\beta}.$$

Hier ist $K = a/v^2$ der Binnendruck, β der Kompressionskoeffizient, v das Volumen von 1 kg Flüssigkeit und C_0 das Volumen von 1 kg Dampf der betreffenden Flüssigkeit bei t^0 und 1 Atm.

Beziehen wir C_0 und v auf 1 Mol., so wird $v\beta$ gleich dem atomaren bzw. molekularen Kompressionskoeffizienten, und da $C_0(1+\alpha t)$ alsdann in roher Annäherung als von der Natur der Stoffe unabhängige Konstante betrachtet werden kann, so führt die Gleichung zu dem, wie erwähnt, nur in rohen Grenzen gültigen Ergebnisse, daß das Quadrat des Binnendruckes der Atom- bzw. Molekularkompression umgekehrt proportional ist.

TH. W. RICHARDS[2]) und seinen Schülern verdanken wir nun eine Reihe ausgezeichneter Kompressionsmessungen verschiedenster Elemente.

In folgender Tabelle sind für diejenigen Metalle, für welche von mir[3]) und BENEDICKS[4]) früher mit Hilfe des thermischen Ausdehnungskoeffizienten die Binnendrucke a/v^2 berechnet worden waren, die Atomvolumina, die Kompressibilitäten und die Atomkompressibilitäten nach RICHARDS zusammengestellt. Die Kompressibilitäten sind in Megabaren berechnet (1 Megabar = 0,987 Atm.) und die Binnendrucke dementsprechend von mir umgerechnet worden. Eine Neuberechnung dieser letzteren Werte ist nur vorgenommen für Nickel und Silber auf Grund der neueren sorgfältigen Messungen des Wärmeausdehnungskoeffizienten von HOLBORN u. DAY[5]).

---

[1]) VAN DER WAALS, Continuiteit, S. 99. Vgl. RÖNTGEN und SCHNEIDER, Wied. Ann. **29**, 213, 1886.

[2]) Vgl. u. a. TH. W. RICHARDS, ZS. f. Elektrochem. **13**, 519, 1907 und Chem.-Ztg. **31**, 527, 1907.

[3]) TRAUBE, ZS. f. anorg. Chem. **34**, 414, 1903.

[4]) BENEDICKS, ebenda **47**, 459, 1905.

[5]) HOLBORN und DAY, Ann. d. Phys. (4) **4**, 104, 1901.

	Atom-volumen v in ccm	Mittlere Kompressib. β in Megabaren $\times 10^{-6}$	Atom-kompressib. $b\,v\,\beta$ in Megabaren $\times 10^{-6}$	Binnendruck a/v^2 in Megabaren	$\sqrt{v.\beta}.a/v^2 \times 10^2$
Nickel . . .	6,7	0,27	1,74	324 600	4,28
Platin . . .	9,1	0,21	1,91	324 200	4,48
Eisen . . .	7,1	0,40	2,84	323 900	(5,46)
Palladium .	9,3	0,38	3,53	226 700	4,26
Kupfer. . .	7,1	0,54	3,83	236 100	4,62
Gold	10,2	0,47	4,79	178 500	3,91
Silber . . .	10,3	0,84	8,65	161 900	4,76
Aluminium .	10,1	1,3	13,13	119 300	4,32
Zink	9,5	1,5	13,70	108 900	4,03
Cadmium. .	13,0	1,9	24,70	73 100	3,63
Zinn	16,2	1,6	25,92	68 700	3,49
Magnesium .	13,3	2,7	35,91	73 100	4,38
Blei	18,2	2,2	40,04	51 500	3,26
Thallium . .	17,2	2,6	44,72	55 300	3,70
Natrium . .	23,7	15,4	364,98	18 500	3,54
Kalium . .	45,5	31,5	1433,25	8 190	3,10

Die Tabelle lehrt, daß nicht nur die von RICHARDS gefundenen, auf das Grammatom bezogenen Kompressibilitäten dem Binnendrucke (bzw. den Kovolumen) parallel gehen, sondern daß für die Metalle in roher Annäherung, den Forderungen der Zustandsgleichung entsprechend, das Produkt aus Binnendruck und der Quadratwurzel der Atomkompression eine Konstante ist. Diese Konstante ist (wenn man vom Eisen und Kalium bei der Berechnung absieht) im Mittel gleich 4,04. Eine mehr als rohe Gültigkeit obigen Satzes kann man nach dem, was gesagt wurde, nicht erwarten, ganz abgesehen davon, daß auch die Binnendrucke noch vielfach Korrekturen erfordern. Man wolle berücksichtigen, daß die Atomkompressionen innerhalb der Grenzen 1 : 800 variieren.

Daß beim Eisen die Abweichung am größten ist, führe ich auf den sicherlich zu großen Wert des Binnendruckes zurück. Die kleinsten Beimengungen von Kohle usw. erhöhen den Binnendruck bekanntlich in hohem Maße, und bei keinem Metalle erscheint dieser Einfluß größer als gerade beim Eisen. Die außer-

ordentlich schwankenden Angaben des Wärmeausdehnungskoeffizienten[1]), mit dessen Hilfe der Binnendruck berechnet wurde, zeigen, daß man offenbar den Wärmeausdehnungskoeffizienten und Binnendruck des reinen Eisens noch nicht kennt. Mit Hilfe des obigen Mittelwertes $\sqrt{v\beta}\,.\,a/v^2\,.\,10^2 = 4{,}04$ berechnet, würde der Binnendruck des reinen Eisens gleich 239 000 Megabaren sein.

Der Wert obiger Beziehung zwischen Atomkompression und Binnendruck liegt — selbst wenn wir von der quantitativen Beziehung absehen und lediglich eine qualitative Parallelität der Werte anerkennen wollten — in dem Umstande, daß dieselbe wiederum die Nützlichkeit der Anwendung von VAN DER WAALS' Zustandsgleichung auf den festen Zustand erkennen läßt, wobei die Frage offen bleiben möge, wie die Gleichung theoretisch zu begründen ist, und ob nicht auch eine andere Gleichung mit demselben Erfolge angewandt werden könnte[2]).

Indessen in einer Arbeit, welche soeben in den Berichten der Deutschen Chemischen Gesellschaft erschienen ist, habe ich gezeigt, daß, wenn man mit Hilfe von VAN DER WAALS' Gleichung eine

---

[1]) Vgl. LANDOLT-BÖRNSTEINS Tabellen; ferner DAMMERS Handb. der anorg. Chem.

[2]) Wenn man die Gleichung $\frac{a}{v^2}(v - b) = RT$ differenziert, so gelangt man, worauf C. BENEDICKS und LOHNSTEIN mich hinwiesen, zu dem einfachen Ausdruck für den Binnendruck $\frac{a}{v^2} = \frac{R}{3\beta v}(1 + 6\beta T)$, in welchem 3β den kubischen Wärmeausdehnungskoeffizienten bedeutet.

Macht man die Annahme, daß die Zustandsgleichung für feste Stoffe die ganz einfache Form habe: $a(v - b) = RT$ oder $\frac{a}{v}(v - b) = RT$, so führt die Differentiation zu den Gleichungen $a = \frac{R}{3\beta v}$ bzw. $\frac{a}{v} = \frac{R}{3\beta v}(1 + 3\beta T)$, und man erkennt, da die Glieder in den Klammern $6\beta T$ bzw. $3\beta T$ bei den Metallen wegen der kleinen Ausdehnungskoeffizienten sehr klein sind, daß der Binnendruck, welche dieser Zustandsgleichungen man auch wählen mag, stets annähernd gleich ist dem Ausdrucke $\frac{R}{3\beta\,.\,v}$. Aus diesem Grunde ergeben sich auch beispielsweise für die einfache Gleichung $a(v - b) = RT$ die von mir gefundenen qualitativen Beziehungen zwischen Binnendruck, Härte, Elastizität usw., indessen mehr die quantitativen Beziehungen (Verdampfungswärme, Kompressionskoeffizient, Potentialdifferenz) scheinen mir doch am besten mit der Gleichung von VAN DER WAALS in Einklang zu stehen, so daß ich derselben einstweilen den Vorzug geben möchte.

Größe $a/v^{2/3}$ berechnet, welche als annäherndes Maß der Oberflächenspannung gedeutet werden kann, die elektrische Potentialdifferenz der Metalle, also die Voltareihe, in überraschendster Weise den so berechneten Oberflächenspannungen parallel geht.

Die auf Grund der Zustandsgleichung berechneten Kohäsionsgrößen treten somit in unmittelbaren Zusammenhang mit gewissen fundamentalen elektrischen Größen, und die Zustandsgleichung erlangt eine nicht geringe Bedeutung für die Elektrochemie und die allgemeine Elektrizitätslehre.

Bemerkungen und Nachträge zu dem Aufsatze: „Über eine neue Methode zur fortlaufenden Analyse von Gasgemischen auf elektrischem Wege mit Anwendung auf die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit von Gasen“[1]);

von Adolf Koepsel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 5. März 1909.)

(Vgl. oben S. 140.)

In meiner Publikation vom 3. Juli 1908 „Über eine neue Methode zur fortlaufenden Analyse von Gasgemischen auf elektrischem Wege usw.“ habe ich einer Erscheinung Erwähnung getan, welche bei einer bestimmten Temperatur scheinbar ein Maximum der Abkühlungsfähigkeit der Gase ergab. Zur Erklärung dieses Phänomens nahm ich an, daß bei dieser Temperatur eine Änderung des Verhältnisses zwischen Leitung und Strahlung auftreten müsse. Eine eingehendere Überlegung ließ es mir indessen als wahrscheinlich erscheinen, daß dieser Beobachtung eine spezifische Eigenschaft des verwendeten Nickeldrahtes zugrunde liege. Die Temperaturkurve des Nickeldrahtes (Fig. 1 der zitierten Abhandlung) zeigt nämlich an dieser Stelle einen Wendepunkt, d. h. ihr Differentialquotient $\frac{dw}{di}$ hat dort ein Maximum; unter der Annahme, daß die Abkühlungsfähigkeit des Gases regulär verläuft, müßte sich also an dieser Stelle ein Maximum der Widerstandsänderung ergeben.

Andererseits müßte aber ein Draht, dessen Temperaturkurve keinen Wendepunkt besitzt, eine mit steigender Temperatur steigende Widerstandsabnahme zeigen. Ich wiederholte daher die beschriebenen Versuche mit einem Silberdraht, dessen Temperaturkurve bis zu seinem Schmelzpunkt keinen Wendepunkt besitzt, und fand meine Vermutung vollkommen bestätigt, wie aus nachfolgenden Zahlen ersichtlich ist.

---

[1]) Diese Verh. 10, 814—827, 1908.

Silberdraht 0,05 mm Durchmesser. Temperaturkoeffizient 0,0033.

Ampere	Luft Ohm	Temperatur °C	5 Proz. H Ohm	Temperatur °C	Δ Widerstandsänderung in Prozenten
0,08	0,429	—	0,428	—	—
0,2	0,445	—	0,439	—	— 1,3
0,3	0,464	—	0,456	—	— 1,8
0,4	0,494	71	0,481	61	— 2,7
0.5	0,531	99	0,512	85	— 3,6
0,6	0,583	139	0,551	115	— 5,6
0,7	0,656	200	0,612	160	— 6,7
0,8	0,766	277	0,683	213	— 10,8
0,9	0,886	370	0,775	284	— 12,5
1,0	1,094	526	0,929	400	— 15,1
1,1	1,373	740	1,094	526	— 20,4

Wie man hieraus ersieht, nimmt die Widerstandsabnahme mit steigender Temperatur stetig zu und das früher beobachtete Maximum erklärt sich in einfachster Weise aus der besonderen Eigenschaft des Nickels.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich noch einer Publikation des Herrn Léon in C. R. 132, 1408 ff. Erwähnung tun, welche mir nach der Veröffentlichung meiner Untersuchungen entgegengehalten wurde. Danach soll Herr Léon durch Beobachtungen an einem auf etwa 1000°C erhitzten Platindraht die von mir beobachteten Erscheinungen gefunden und bereits vorweggenommen haben, auch schon die praktische Anwendung dieser Methode zur Analyse von Grubengasen versucht haben.

Diese Behauptung veranlaßte mich, mit der von Herrn Léon benutzten Anordnung meine Versuche zu wiederholen, wobei sich herausstellte, daß man, wie ich gleich anfangs vermutete, nicht Abkühlung, sondern eine durch Verbrennung verursachte Erwärmung erhält; und da Herr Léon in seiner Notiz überhaupt nicht anführt, ob die von ihm beobachteten Widerstandsänderungen positiv oder negativ sind, so muß wohl angenommen werden, daß er sich über das Wesen der von ihm beobachteten Erscheinungen nicht informiert hat, ebensowenig wie der Referent der Zeitschrift für Instrumentenkunde (ZS. f. Instrumentenk. 21, 246, 1901),

welcher die von Herrn Léon beobachteten Erscheinungen ohne weiteres als Abkühlungserscheinungen ansprach, während sie in Wahrheit Verbrennungserscheinungen sind.

Zunächst begann ich meine Versuche mit einem Platindraht von 0,05 mm Durchmesser in Gemischen von Wasseŕstoff mit Luft, wobei sich herausstellte, daß schon bei Temperaturen über 250° C hinaus eine Explosion des Gasgemisches auftritt. Nachfolgend gebe ich die Zahlenwerte der Versuchsresultate.

Platindraht 0,05 mm Durchmesser. 2,77 Ohm, bei 0° C.
Temperaturkoeffizient 0,0025.

Ampere	Luft Ohm	Temperatur ~ °C	5 Proz. H Ohm	Temperatur ~ °C	Δ Proz.
0,03	2,906	20	2,906	20	—
0,10	3,098	47	3.065	42	— 1,0
0,15	3,273	73	3,235	68	— 1,2
0,20	3,587	120	3,505	106	— 2,3
0,25	4,000	176	3,855	160	— 3,6
0,30	4,556	256	Gemisch explodiert bei 0,29 Amp.		

Platindraht 0,05 mm Durchmesser. 2,24 Ohm, bei 0° C.
Temperaturkoeffizient 0,0025.

Ampere	Luft Ohm	Temperatur °C	20 Proz. H	Temperatur °C	Δ Proz.
0,03	2,355	20	2,355	20	—
0,10	2,495	—	2,450	—	— 1,8
0,20	2,905	—	2.730	—	— 6,0
0,25	3,235	178	3,000	136	— 7,3
0,27	3,385	200	3,100	154	— 8,4
0,28	3,465	219	3,165	165	— 8,6
0,30	3,675	256	3,310	192	— 9,9
0,35	4,210	Gemisch explodiert bei 0,33 Amp.			

Hieraus geht hervor, daß man mit auf über etwa 300° C erhitzten Platindrähten überhaupt keine Wasserstoffgemische analysieren kann. Benutzt man indessen Drähte, welche keine Verwandtschaft zum Wasserstoff haben oder durch Okklusion von Gasen annehmen, wie z. B. Nickel- oder Silberdraht, so kann man

die Temperatur bis zur hellen Rotglut steigern, ohne daß das Gasgemisch explodiert, und man beobachtet bis dahin stets zunehmende Abkühlung, wie auch das oben angeführte Experiment mit Silberdraht lehrt.

Da Herr LÉON indessen nicht mit Wasserstoff, sondern mit Methan operierte, so dehnte ich meine Versuche auch auf solche Gasgemische aus. Hierbei zeigte sich nun, daß schon bei Temperaturen unter 400° C Verbrennung auftritt, welche eine große Widerstandsvermehrung bei gleichzeitigem Erglühen des Drahtes zur Folge hat, ohne daß das Gasgemisch, selbst das als am gefährlichsten geltende, jemals zur Explosion kommt, wie die nebenstehende Tabelle zeigt.

Daß bei Nickeldraht selbst bei Temperaturen bis zu 750° C diese Erscheinungen nicht auftreten, beweist die nachfolgende Versuchstabelle, welche bis zu dieser Temperatur mit dem bekannten Maximum Widerstandsabnahme ergibt.

Da bei den Versuchen mit Platindraht nach dem Auftreten des Verbrennungsvorganges, welcher, da der Draht dabei glühend wird, eine große Widerstandsvermehrung zur Folge hat, der Widerstand wieder langsam abnimmt in dem Maße, wie die brennbaren Produkte verschwinden, so wird mit so hoch erhitzten Platindrähten überhaupt kein stationärer Zustand erreicht, und es ist klar, daß aus den beobachteten Widerstandsänderungen, welche aus der Verbrennung resultieren, nicht auf die Zusammensetzung des Gasgemisches geschlossen werden kann.

Als untrügliches Zeichen dafür, daß man es hier tatsächlich mit einem Verbrennungsprozeß zu tun hat, muß auch die Tatsache gelten, daß in gewissen Gemischen der Draht nach Eintritt der Verbrennung auch ohne Strom weiterglüht.

Aus all diesen Versuchen geht wohl zur Genüge hervor, daß meine Versuchsresultate nicht als durch Herrn LÉON vorweggenommen betrachtet werden können.

Noch ein anderer Schluß dürfte aus diesen Versuchen mit hoher Wahrscheinlichkeit gezogen werden können, nämlich der, daß Gemische von Luft und Methan, welche in der Praxis als schlagende Wetter bezeichnet werden, durchaus nicht so gefährlich sind, als allgemein angenommen wird, da man in keinem Falle eine Explosion in Berührung mit glühendem Platindraht erzielen

Platindraht 0,05 mm Durchmesser. Temperaturkoeffizient 0,0025.

Amp.	Luft Ohm	Temp.	80 Proz. CH_4	Δ	70 Proz. CH_4	Δ	60 Proz. CH_4	Δ	50 Proz. CH_4	Δ	25 Proz. CH_4	Δ Proz.	12 Proz. CH_4	Δ	6 Proz. CH_4	Δ
0,04	1,90	—	1,90	—	1,90	—	1,90	—	1,90	—	1,90	—	1,90	—	1,90	—
0,10	2,00	—	1,97	− 1,5	1,97	− 1,5	1,97	− 1,5	1,98	− 0,6	2,00	—	2,00	—	2,00	—
0,20	2,34	107	2,25	− 4	2,27	− 3	2,27	− 3	2,30	− 2	2,32	− 0,9	2,34	—	2,32	− 1
0,30	2,88	290	2,67	− 7,5	2,70	− 6,5	2,72	− 6	2,78	− 4	2,84	− 1,3	2,96	+ 3	2,91	+ 1
0,40	3,72	410	4,47	+ 20	4,89	+ 32	5,52	+ 49	6,00	+ 62	3,90	+ 5	5,72	—	3,72	—
			Draht glüht													
0,50	4,89 Draht glüht nicht	630	Widerstand nimmt langsam ab								Bei 0,44 Amp. lebhafte Verbrennung		5,70	+ 17	4,95	+ 1,2
0,60	6,00 Draht glüht hellrot	890									Draht glüht weiß und ohne Strom weiter		6,10	+ 1,7	—	—

Nickeldraht 0,05 mm Durchmesser. Temperaturkoeffizient 0,0042.

Ampere	Luft Ohm	Temp. ~ °C	80 Proz. CH_4 Ohm	Δ Proz.	40 Proz. CH_4	Δ	25 Proz. CH_4	Δ	12 Proz. CH_4	Δ	6 Proz. CH_4	Δ
0,04	2,16	20	2,16	—	2,16	—	2,16	—	2,16	—	2,16	—
0,10	2,34	—	2,33	—	2,33	—	2,31	—	2,33	—	2,34	—
0,20	3,26	110	2,97	− 9	3,06	− 6	3,08	− 5,3	3,12	− 4	3,18	− 2
0,30	7,32	360	5,64	− 23	6,51	− 11	6,60	− 9,9	7,00	− 4,4	7.17	− 2
0,35	8,46	450	7,32	− 13,4	7,71	− 8,9	7,80	− 7,8	8,10	− 4,2	8,28	− 2
0,40	9,57	650	8,10	− 15,3	8,55	− 10,6	8,64	− 9,5	9,00	− 2	9,30	− 2,9
0,45	10,46	750	9,00	− 14	9,30	− 11	9,60	− 8,2	9,93	− 5	10,38	− 0,7

kann, die bei Gemischen von Luft mit Wasserstoff oder auch mit Leuchtgas schon unter der Temperatur der Dunkelrotglut auftritt.

Wenn trotzdem die Erfahrung dem zu widersprechen scheint, so darf wohl mit hoher Wahrscheinlichkeit angenommen werden, daß hier andere Faktoren mit im Spiele sind, zu welchen in erster Linie das Vorhandensein von Kohlenstaub zu zählen sein dürfte.

Sollte sich diese Voraussetzung bestätigen, deren Verifizierung meiner Meinung nach ziemlich einfach sein dürfte, so müßten die Grubenverwaltungen zur Vermeidung von Unfällen ihre vornehmste Aufgabe darin zu erblicken haben, diese sekundären Faktoren unschädlich zu machen, insonderheit die Bildung von Kohlenstaub nach Möglichkeit zu verhüten. Eine Untersuchung nach dieser Richtung dürfte zu den wichtigsten Aufgaben der Zukunft gehören.

Charlottenburg, 21. März 1909.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **15. Juni 1909.** **Nr. 10/11.**

Sitzung vom 14. Mai 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Rechnungsführer Hr. **P. Micke** erstattet über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1908 Bericht und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz, sowie die Übersicht des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag der Revisoren, der Herren M. Frhr. v. SEHERR-THOSS und O. KRIGAR-MENZEL, die Entlastung zu erteilen, wird angenommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahre wird ohne Widerspruch genehmigt.

Aus den nun folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat, wie folgt, hervor:

Hr. H. RUBENS, Vorsitzender.
Hr. M. PLANCK,
Hr. E. WARBURG,
Hr. E. HAGEN,
Hr. W. NERNST, } Beisitzer.



Hr. H. du Bois,
Hr. A. Koepsel,
Hr. H. Boas,
Hr. A. Wehnelt, } Beisitzer.
Hr. P. Micke, Rechnungsführer.
Hr. E. Jahnke, stellvertretender Rechnungsführer.
Hr. F. Kurlbaum, Schriftführer.
Hr. O. v. Baeyer, stellvertretender Schriftführer.
Hr. M. Frhr. v. Seherr-Thoss,
Hr. O. Krigar-Menzel, } Revisoren.
Hr. E. Regener, Bibliothekar.
Hr. F. Kiebitz, stellvertretender Bibliothekar.
Hr. R. Assmann,
Hr. K. Scheel, } Redakteure der „Fortschritte der Physik“,

letzterer zugleich Redakteur der „Verhandlungen“ der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß werden gewählt:

Hr. H. Ebert,	Hr. A. v. Oettingen,
Hr. J. Ritter v. Geitler,	Hr. L. Pfaundler,
Hr. L. Graetz,	Hr. E. Pringsheim,
Hr. V. v. Lang,	Hr. K. Scheel,
Hr. E. Lecher,	Hr. W. Wien.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wird nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. W. Voigt gewählt.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Vorstandsjahr 1909/10 folgendermaßen festgesetzt:

Im Jahre 1909:

Mai: Freitag, den 14. und 28.
Juni: „ „ 18.
Juli: „ „ 2.

Oktober: Freitag, den 22.
November: „ „ 5. und 19.
Dezember: „ „ 3. und 17.

Im Jahre 1910:

Januar:	Freitag, den	7. und 21.
Februar:	„ „	4. und 18.
März:	„ „	4. und 18.
April:	„ „	29.
Mai:	„ „	13. und 27.

Sodann spricht Hr. **E. Hupka** über:

Die träge Masse bewegter Elektronen.

Ferner demonstriert Hr. **H. Barkhausen**

labile Zustände elektrischer Ströme.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. F. Breisig, Obertelegrapheningenieur, Berlin W. 15, Pfalzburgerstr. 71 a.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. Kiebitz.)

Hr. Dr. Gustav Eichhorn, Zürich, Dufourstr. 1.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. Greinacher.)

Hr. stud. phil. Alfred Meyer, Berlin NO. 55, Raabestr. 7.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. v. Pirani.)

Vermögens-Bilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

am 31. Dezember 1908.

Aktiva. *Passiva.*

Aktiva	Mark	Pf.	Passiva	Mark	Pf.
Bibliothek-Konto	12 920	—	Kapital-Konto	118 040	95
Effekten-Konto [1])	106 768	25	Friedr. Vieweg u. Sohn	1 087	01
Deutsche Bank, Guthaben	3 266	28	Kautions-Kreditoren-Konto (Forderung des Hauptsteueramts für Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate)	3 924	—
Kautions-Effekten-Konto; nom. 4500 ℳ 3 proz. Deutsche Reichsanleihe sind als Sicherstellung der Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate bei dem Kgl. Hauptsteueramt hinterlegt. Kurswert	3 924	—	Stiftungsfest-Konto	120	—
Inventar-Konto	133	20	Gewinn- und Verlust-Konto, Gewinn	5 891	25
Konto durchlaufender Rechnungen	50	—			
Jahresbericht-Konto, Bd. 63	587	99			
" " " 64	482	—			
" " " 65	450	—			
Versicherungen-Konto	47	30			
Kassa-Konto	434	19			
	129 063	21		129 063	21

[1]) Hierin sind 86 764 ℳ enthalten, welche aus der Riessschen Erbschaft stammen. Die Zinsen hieraus stehen bis zu dessen Tode noch einem Dritten zu.

Berlin, den 29. April 1909. (gez.) **P. Micke**, Rechnungsführer.

Geprüft und richtig befunden:

(gez.) **M. Frhr. v. Seherr-Thoss.** (gez.) **O. Krigar-Menzel.**

Gewinn- und Verlust-Konto

am 31. Dezember 1908.

Soll. ***Haben.***

Soll	Mark	Pf.	Haben	Mark	Pf.
Bureaubeamte	600	—	Vortrag aus 1907	5 528	14
Bote, Diener, Portier, Heizer	865	26	Beiträge Berliner Mitglieder pro 1908. I.	2 300	—
Bücher und Zeitschriften	468	77	„ „ „ „ 1908. II.	2 280	—
Buchbinder	225	30	„ auswärtiger Mitglieder 1908	1 165	—
Bibliothek, Abschreibung a. Inventar	45	05	Zinsen der Wertpapiere	684	—
Verhandlungen	1008	75	„ des Bankguthabens	89	—
Fortschritte der Physik, Bd. 62, Verlag	482	75			
„ „ „ Bd. 62, Redaktion	205	29			
Laufende Ausgaben der Redakteure	250	—			
Versicherungs-Konto	16	—			
Bureaubedürfnisse u. Drucksachen	291	20			
Porti	720	75			
Museumsbeitrag	30	—			
Rücklage zum Stiftungsfest	30	—			
Beteiligung a. d. Naturforscherversammlung	300	—			
„ an der Sitzung des Unterrichts-ausschusses	517	14			
Extraordinaria	98	63			
Gewinn-Vortrag aus 1907 . . . . 5 528,14					
Gewinn in 1908 363,11	5 891	25			
	12 046	14		12 046	14

Vorstehender Abschluß ist von der Gesellschaft genehmigt.

Berlin, den 14. Mai 1909. (gez.) H. Rubens.

Sitzung vom 28. Mai 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **W. Westphal** zeigt eine

verbesserte Demonstration des elastischen Stoßes.

Ferner berichtet Hr. **U. Meyer**

über magnetische Rotationspolarisation im ultraroten Teil des Spektrums.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft sind eingegangen:

Von Hrn. **E. Wiedemann:** Zur Geschichte des Kompasses bei den Arabern.

Von Hrn. **E. L. Lederer:** Über eine Erscheinung bei der Quecksilberfunkenstrecke.

Die träge Masse bewegter Elektronen;
von E. Hupka.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. Mai 1909.)
(Vgl. oben S. 245.)

In seiner Arbeit: „Über die Konstitution des Elektrons", hat Herr W. KAUFMANN [1]) den Nachweis dafür erbracht, daß die träge Masse der Elektronen nicht konstant, sondern eine Funktion der Geschwindigkeit ist. Diese Tatsache wurde von den neueren Theorien gefordert, ja die voneinander abweichende Art der Formulierung jener Abhängigkeit bildete sogar ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal. Zwei von diesen Theorien, die wir der Kürze wegen mit Herrn PLANCK als „Kugeltheorie" und „Relativtheorie" bezeichnen wollen, beanspruchen wegen ihres systematischen Ausbaues ein erhöhtes Interesse. Das vorgesteckte Ziel, zwischen beiden Theorien eine Entscheidung durch das Experiment herbeizuführen, hat Herr W. KAUFMANN zwar noch nicht erreichen können, indessen hat Herr BUCHERER [2]) in neuester Zeit Versuche beschrieben, welche eindeutig für die Richtigkeit der Relativtheorie sprechen. Bei der Bedeutung des Gegenstandes für die Weiterbildung der Theorien dürfte eine erneute Prüfung der Frage nach anderer Methode nicht überflüssig sein. Die Herren KAUFMANN und BUCHERER haben mit den β-Strahlen von Radiumsalzen gearbeitet; im Gegensatz hierzu sind die im folgenden mitgeteilten Messungen, welche bereits vor der Publikation der Arbeit des Herrn BUCHERER im Gange waren, an lichtelektrisch ausgelösten, durch statische Felder beschleunigten Elektronen ausgeführt worden.

Da die Austrittsgeschwindigkeit der Strahlen gegenüber den schließlich erlangten Endgeschwindigkeiten als verschwindend klein zu betrachten ist, so kann man der Berechnung die von Herrn

---

[1]) W. KAUFMANN, Berl. Ber. 1905, S. 949; Ann. d. Phys. (4) 19, 497, 1906.

[2]) A. H. BUCHERER, Phys. ZS. 9, 755, 1908; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 688, 1908; Ann. d. Phys. (4) 28, 585, 1909.



PLANCK[1]) für diesen Fall angegebenen Gleichungen zugrunde legen. Diese lauten für beide Theorien gemeinsam:

$$E = \varepsilon P . 10^3 = qp - H \tag{1}$$

$$p = \varepsilon \mathfrak{H} \varrho \tag{2}$$

Hierin bedeutet E die Energie, H das kinetische Potential eines mit der Geschwindigkeit q bewegten Elektrons, ε das elektrische Elementarquantum in elektromagnetischem Maße, P das beschleunigende Potential in Volt, $\mathfrak{H}$ die Stärke des zur magnetischen Ablenkung verwandten Feldes, ϱ den Krümmungsradius der Bahnkurve und $p = \frac{\partial H}{\partial q}$ den Impulsvektor. Der Unterschied der beiden Theorien wird durch die Beziehungen charakterisiert:

$$H = -\frac{3}{4}\mu_0 c^2\left(\frac{c^2-q^2}{2qc}\ln\frac{c+q}{c-q}-1\right) \quad \text{für die Kugeltheorie} \tag{3}$$

$$H = -\mu_0 c^2\left(\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}-1\right) \quad \text{für die Relativtheorie} \tag{4}$$

c ist die Lichtgeschwindigkeit, μ_0 die Masse des Elektrons für $q = 0$. Setzt man noch $\beta = \frac{q}{c}$ und $\eta_0 = \frac{\varepsilon}{\mu_0}$, so folgt aus 1) und 3) bzw. 1) und 4):

$$\left.\begin{aligned} P &= \frac{9.10^2.c}{4\eta_0}\left(\frac{1}{\beta}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}-2\right) \quad \text{für die Kugeltheorie } 5)\\ P' &= \frac{3.10^2.c}{\eta_0}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}}-1\right) \quad \text{für die Relativtheorie } 6)\end{aligned}\right\} \text{I)}$$

Aus $p = \mu q$ (μ die träge Masse des Elektrons für die Geschwindigkeit q) und der Kombination der Gleichung 2) mit 3) bzw. 4) folgt:

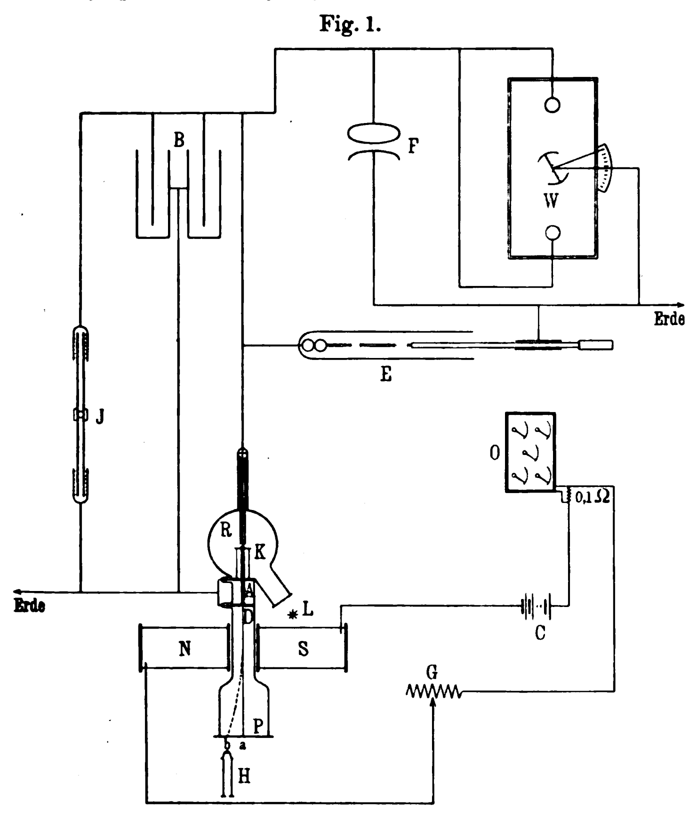
$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{c}\eta_0 \mathfrak{H}\varrho &= \frac{3}{4}\frac{1}{\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}-1\right) \quad \text{für die Kugeltheorie } 7)\\ \frac{1}{c}\eta_0 \mathfrak{H}\varrho &= \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}} \quad \text{für die Relativtheorie } 8)\end{aligned}\right\} \text{II)}$$

Die Gleichungen I) enthalten außer bekannten Konstanten nur die Größen β und η_0, die Gleichungen II) außerdem noch die

[1]) M. PLANCK, Phys. ZS. 7, 753, 1906; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 8, 418, 1906.

Versuchsdaten $\mathfrak{H}$ und ϱ. Man kann also unter Zugrundelegung einer bestimmten Zahl für η_0 aus I) mit Hilfe von P die Geschwindigkeitsfunktion β ermitteln und dann nach II) die Konstanz von η_0 prüfen. Diejenige Theorie, nach welcher sich diese

Fig. 1.



Konstanz aus den Messungswerten ergibt, wird den Tatsachen gerecht.

Die hierdurch vorgezeichnete Versuchsidee wurde experimentell mit Hilfe der aus Fig. 1 ersichtlichen Anordnung verwirklicht. Durch Bestrahlung mit dem Lichte einer Quarzquecksilberlampe L wurde an einer Kupferkathode K in einem mittels Kokosnußkohle und flüssiger Luft hochgradig evakuierten Entladungsrohr R ein Elektronenstrom ausgelöst. Durch ein zwischen Kathode und Anode A angelegtes Feld stark beschleunigt, pas-

sierte der Strahl die als Diaphragma ausgebildete Anode mit konstanter Geschwindigkeit und warf das Schattenbild zweier kreuzweise über ein zweites Diaphragma *D* gespannten Wollastondrähte auf einen am Ende des Rohres angebrachten Fluoreszenzschirm *P*. Wurde durch ein hinter dem zweiten Diaphragma senkrecht zur Rohrachse orientiertes Spulenpaar *NS* ein Strom geschickt (der Kürze halber im folgenden als Magnetstrom bezeichnet), so wurde der Strahl abgelenkt, das Schattenbild verschob sich von *a* nach *b*. Um von den störenden Einflüssen des Erdfeldes frei zu sein, wurde das Entladungsrohr in einem völlig eisenfreien Gestell in Richtung des magnetischen Meridians festgeschraubt; die Ablenkungen erfolgten in vertikaler Richtung. — Ein Verfahren, hohe statische Spannungen zu erzeugen und mit großer Genauigkeit zu messen, hat Herr C. MÜLLER im hiesigen physikalischen Institut ausgearbeitet und kürzlich [1]) beschrieben. Die dort angegebene Methode gelangte hier zur Anwendung. Die Kathode war mit dem negativen Pol einer Leidener Flaschenbatterie *B* verbunden, welche von einer für hohe Potentialdifferenzen konstruierten Influenzmaschine *J* von 90 cm Scheibendurchmesser gespeist wurde; positiver Pol und Anode waren durch Blitzableiter geerdet. Reguliert werden konnte die Spannung durch einen unterteilten Spitzennebenschluß *E*. Die Messung erfolgte an einer bifilaren Drehwage *W* mit Zeigerablesung, welche nach Funkenschlagweiten auf Grund der Messungen von Herrn C. MÜLLER geeicht war [2]). — Der Magnetstrom wurde einer Akkumulatorenbatterie *C* von 20 Volt entnommen, durch einen Schieberheostaten *G* variiert und an einem in Paraffinöl getauchten, von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Normale von 0,1 Ohm durch Abzweigung mit dem Kompensationsapparat *O* gemessen. Die Beobachtung des abgelenkten Schattenbildes auf dem Fluoreszenzschirm erfolgte mittels eines Mikroskops *H* von etwa 16 facher Vergrößerung.

Die angewandte Meßmethode war eine relative. Die absolute Größe der Ablenkungen wurde nicht bestimmt, dagegen bei

---

[1]) C. MÜLLER, Diss. Berlin 1908; Ann. d. Phys. (4) **28**, 585, 1909.

[2]) Es wurden hierbei im Interesse der Störungsfreiheit die schalenförmigen Elektroden benutzt, für welche die Messungen des Herrn MÜLLER am genauesten sind.

variabler Potentialdifferenz der Elektroden durch passende Regulierung des Magnetstromes konstant gehalten und diese Konstanz mit dem Mikroskop geprüft. Hiernach ergab sich der Gang einer Versuchsreihe ungefähr wie folgt: Zwischen Kathode und Diaphrag-

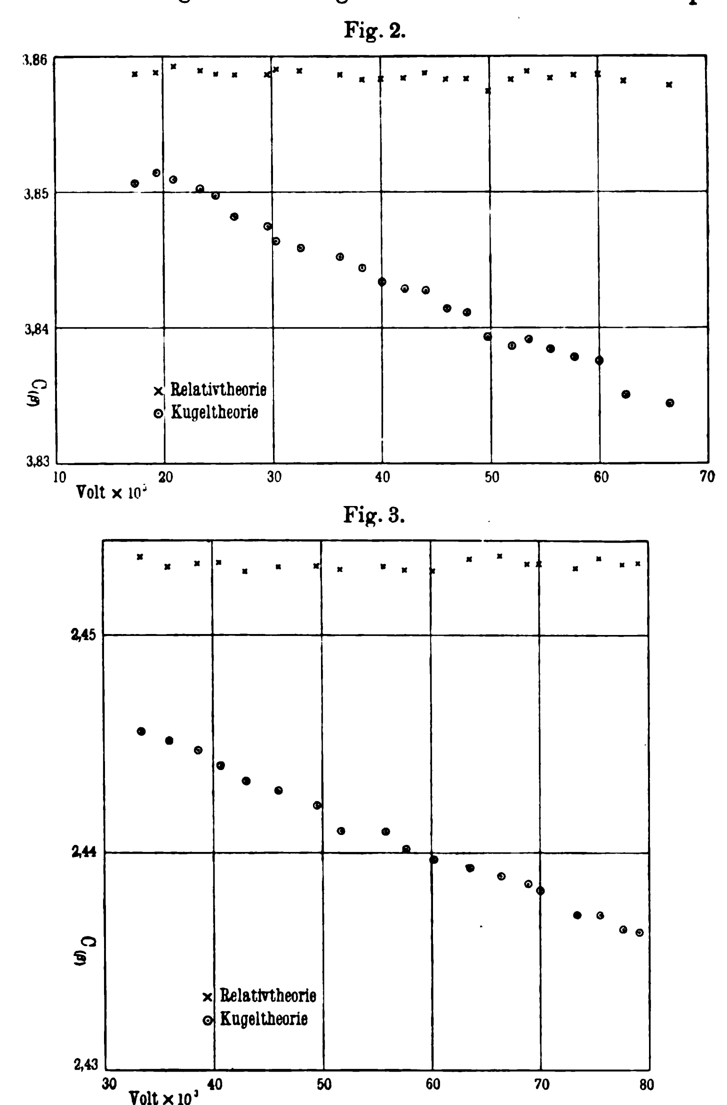
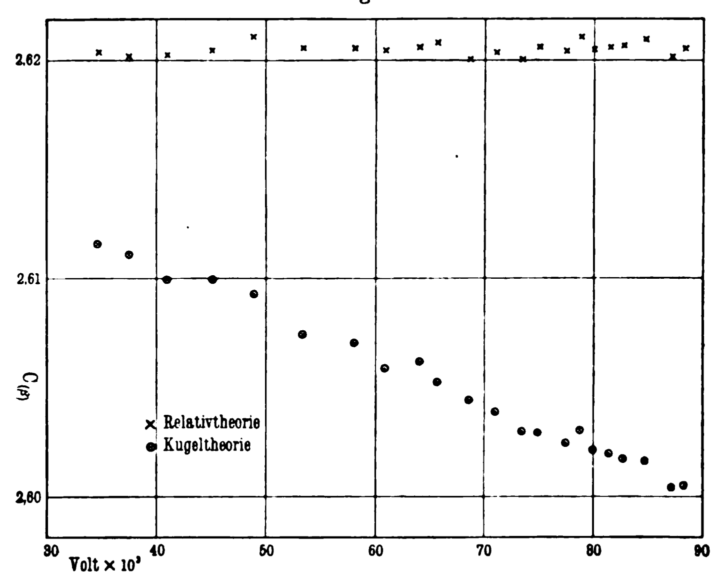


Fig. 2.

Fig. 3.

menplatte *A* wurde eine bestimmte Potentialdifferenz eingestellt und gleichzeitig der Magnetstrom auf eine bestimmte Stärke reguliert; dann wurde das Schattenbild des Drahtkreuzes mit dem Faden im Mikroskop zur Deckung gebracht und Strom und Spannung abgelesen. Hierauf wurde bei unveränderter Lage des Mikroskops und Entladungsrohres ein neuer Spannungswert eingestellt, der Magnetstrom entsprechend verändert und im Moment der Koinzidenz von Mikroskopfaden und Schattenbild Spannung und Stromstärke wiederum abgelesen usw. Auf diese Weise erhielt

Fig. 4.



man direkt die für die weitere Rechnung notwendigen Daten, d. h. eine Reihe von zusammengehörigen Werten von P und J bzw. von P und $\mathfrak{H}$, welche der gleichen Ablenkung ab des Kathodenstrahlenbündels, also auch gleichem ϱ entsprachen. Die Genauigkeit der mikroskopischen Ablesung betrug etwa 0,015 mm, die gesamte Ablenkung ab etwa 15 bis 30 mm; der größte mögliche Fehler bei der Bestimmung des Potentials wird auf $\pm$ 1 Promille veranschlagt; der größte mögliche Fehler der Strommessung beträgt $\pm$ 0,5 Promille. Ladungen im Innern des Rohres waren bei keiner zur Berechnung gelangenden Versuchsreihe zu kon-

statieren; derartige Ladungen machen sich schon lange, bevor sie dem Auge durch die Glasfluoreszenz sichtbar werden, durch irreguläre, flackernde Ablenkungen des Fluoreszenzfleckes im Mikroskop bemerkbar.

Zur Erläuterung der folgenden Tabellen sei noch erwähnt, daß die in der letzten Spalte aufgeführte Größe $C_{(\beta)}$ aus der Division der Gleichungen II) durch den Magnetstrom J gefunden wurde. Setzt man nämlich das magnetische Feld $\mathfrak{H} = K.J$, worin K eine innerhalb einer Versuchsreihe konstante Größe bedeutet, so gehen die linken Seiten der Gleichungen II) über in

Tabelle I.

Spannung P Volt	Magnetstrom J cgs	$\beta = \frac{q}{c}$			$C_{(\beta)} = \frac{1}{c}\frac{\varepsilon}{\mu_0} K \varrho$		
		Konstante Masse	Kugeltheorie	Relativtheorie	Konstante Masse	Kugeltheorie	Relativtheorie
					3,73 +	3,83 +	3,85 +
17 430	0,068 45	0,261 835	0,256 496	0,255 000	0,0953	0,0202	0,0079
19 310	072 11	275 594	269 474	268 013	918	209	80
20 960	075 18	287 127	280 170	278 569	892	205	83
23 340	079 43	302 993	294 901	292 979	846	197	81
24 710	081 78	311 750	302 985	300 872	821	193	79
26 520	084 80	322 969	313 214	310 936	785	178	79
29 560	089 66	340 983	329 492	326 874	730	170	78
30 450	091 04	346 075	334 058	331 384	714	159	81
32 540	094 20	357 758	344 549	341 547	679	154	81
36 130	099 43	376 973	361 601	358 128	613	147	78
38 160	102 29	387 427	370 799	367 029	575	139	75
40 000	104 82	396 655	378 830	374 841	542	130	75
42 130	107 68	407 073	387 910	383 594	503	125	76
44 170	110 35	416 810	396 247	391 701	472	124	80
46 010	112 74	425 400	403 569	398 797	433	111	75
47 930	115 17	434 200	411 062	405 978	401	108	75
49 920	117 68	443 120	418 612	413 246	355	090	65
51 980	120 18	452 170	425 135	420 586	325	084	75
53 500	121 98	458 722	143 610	425 797	306	088	81
55 460	124 33	467 056	438 575	432 425	265	081	75
57 760	127 02	476 650	446 411	440 022	226	076	78
59 800	129 35	484 989	453 211	446 492	194	073	79
62 320	132 22	495 111	461 439	454 319	145	048	74
66 410	136 76	511 078	474 228	466 536	071	042	70

die Form $\frac{1}{c}\eta_0 K J \varrho$, und durch Division mit J erhält man hieraus für diejenige Theorie, welche mit den Tatsachen im Einklang ist, für die Größe $C_{(\beta)}$ einen vollkommen konstanten Wert. Den Berechnungen von β aus I) ist der von Herrn J. CLASSEN[1]) gefundene Wert $\eta_0 = 1{,}77 \,.\, 10^7$ zugrunde gelegt; indessen beeinflußt die Wahl einer anderen Zahl nur die absolute Größe von $C_{(\beta)}$, ohne ihren Gang wesentlich zu stören. Die vorstehend und im folgenden mitgeteilten drei Versuchsreihen (Tab. I bis III) sprechen ebenso wie sechs andere, auf deren Wiedergabe an dieser Stelle verzichtet worden ist, zugunsten der Relativtheorie. Während nämlich der nach der Relativtheorie berechnete Wert von $C_{(\beta)}$ mit sehr

Tabelle II.

Spannung P Volt	Magnetstrom J cgs	$\beta = \frac{q}{c}$			$C_{(\beta)} = \frac{1}{c}\frac{\varepsilon}{\mu_0}K\varrho$		
		Konstante Masse	Kugeltheorie	Relativtheorie	Konstante Masse	Kugeltheorie	Relativtheorie
					2,36 +	2,43 +	2,45 +
33 430	0,150 20	0,362 617	0,348 908	0,345 745	0,0542	0,0157	0,0037
35 940	155 92	375 983	360 737	357 270	514	152	33
38 510	161 60	389 200	372 326	368 551	484	148	34
40 550	165 98	399 373	381 198	377 142	461	141	34
42 980	171 10	411 160	391 445	386 999	431	134	30
45 950	177 15	425 130	403 333	398 565	398	129	32
49 510	184 19	441 300	417 056	411 780	358	122	33
51 680	188 41	450 860	425 049	419 539	330	110	31
55 650	195 85	467 856	439 250	433 052	288	110	32
57 600	199 46	475 978	445 871	439 495	263	102	30
60 200	204 14	486 611	454 525	447 761	237	098	30
63 420	209 80	499 444	464 924	457 679	206	094	36
66 300	214 81	510 667	473 893	466 213	173	090	37
68 780	219 05	520 125	481 398	473 346	145	087	33
69 840	220 83	524 122	484 519	476 332	134	084	33
73 400	226 77	537 312	494 840	486 127	094	072	32
75 440	230 09	544 725	500 631	491 598	074	072	36
77 620	233 65	552 550	506 608	497 283	048	065	33
79 190	236 17	558 100	510 882	501 323	031	064	34

[1]) J. CLASSEN, Phys. ZS. 9, 762, 1908; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10, 700, 1908; Jahrb. d. Hamb. Wiss. Anst. 25, 1907.

geringer Abweichung um einen konstanten Mittelwert schwankt, zeigt die entsprechende nach der Kugeltheorie berechnete Größe $C_{(\beta)}$ eine mit wachsender Spannung P nahezu gleichmäßige Abnahme.

Diese Abnahme ist bei den einzelnen Reihen 18- bis 20 mal so groß wie die mittlere Schwankung von $C_{(\beta)}$ in der Relativtheorie. Eine graphische Darstellung der Versuchsreihen Tab. I bis III findet sich in den Kurven der Fig. 2 bis 4 (S. 253 und 254). Die entsprechenden Kurven für „konstante Masse" sind in den Figuren weggelassen; sie würden ebenfalls einen nahezu geradlinigen Verlauf zeigen und mit der Horizontalen einen Winkel von etwa 70° bilden.

Tabelle III.

Spannung P Volt	Magnetstrom J cgs	$\beta = \frac{q}{c}$			$C_{(\beta)} = \frac{1}{c}\frac{\varepsilon}{\mu_0} K \varrho$		
		Konstante Masse	Kugeltheorie	Relativtheorie	Konstante Masse	Kugeltheorie	Relativtheorie
					2,51 +	2,60 +	2,62 +
34 690	0,143 34	0,369 383	0,354 880	0,351 618	0,0670	0,0116	0,0004
37 480	149 19	383 956	367 740	364 071	636	111	02
40 960	156 24	401 382	382 940	378 858	591	099	02
45 200	164 42	421 650	400 392	395 673	545	099	05
48 850	171 20	438 340	414 552	409 398	504	093	11
53 490	179 57	458 690	431 574	425 763	444	075	05
58 160	187 65	478 289	447 762	441 291	388	071	06
60 920	192 31	489 511	456 891	450 043	354	060	05
64 120	197 59	502 200	467 308	459 817	317	063	06
65 770	200 24	508 612	472 278	464 660	301	053	08
68 700	204 98	519 825	481 163	473 121	260	045	00
71 010	208 59	528 437	487 963	479 628	234	040	04
73 500	212 48	537 675	495 125	486 399	205	030	01
75 080	214 88	543 425	499 629	490 660	189	030	06
77 500	218 57	552 112	506 278	496 970	160	025	04
78 840	220 53	556 862	509 953	500 446	151	031	11
79 920	222 19	560 675	512 816	503 152	134	022	05
81 550	224 60	566 357	517 134	507 236	116	020	06
82 780	226 42	570 612	520 378	510 305	101	018	07
84 800	229 34	577 537	525 536	515 162	082	017	10
87 170	232 86	585 543	531 531	520 826	046	004	02
88 400	234 57	589 671	534 559	523 662	038	005	06

Die hier erreichten Geschwindigkeiten (0,5 c und darüber) sind die größten, welche man bisher durch Beschleunigung mittels elektrostatischer Felder erzielt hat. Der Erzeugung wesentlich größerer Beschleunigungen durch Anwendung höherer Spannungen stellen sich erhebliche Schwierigkeiten experimenteller und meßtechnischer Natur entgegen. Entsprechend der hierdurch gegebenen Begrenzung des Geschwindigkeitsintervalls mußten an die Genauigkeit der Potentialmessungen sehr hohe Anforderungen gestellt werden. Die Annahme eines Fehlers von etwa 800 Volt in Verbindung mit einem allerdings nicht wahrscheinlichen Fehlergesetze ermöglicht eine Deutung der Versuchsresultate im Sinne der Kugeltheorie. Herr MÜLLER hat die Fehlergrenze seiner Messungen zu $\pm$ 50 Volt angegeben [1]).

[1]) Kürzlich hat Herr TÖPLER [Ann. d. Phys. (4) **29**, 153, 1909] Einwände gegen die von Herrn MÜLLER aus seinen Messungen gezogenen Schlüsse erhoben. Ohne auf diese Bemerkungen, die an anderem Orte eine Erwiderung finden sollen, näher einzugehen, sei hier nur festgestellt, daß die vorliegenden Untersuchungen durch den Einspruch des Herrn TÖPLER nicht berührt werden.

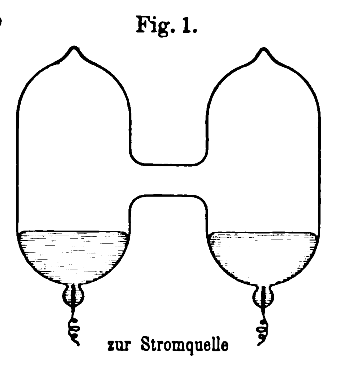
Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Über eine Erscheinung bei der Quecksilberfunkenstrecke;
von E. L. Lederer.

(Eingegangen am 20. Mai 1909.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 28. Mai 1909.)
(Vgl. oben S. 248.)

Wenn man eine Quecksilberspektralröhre von der nebenstehenden Gestalt an die Pole eines mit einem Beutelelement betriebenen kleinen Induktoriums anschließt, so bemerkt man häufig, daß die Entladung sich erst einstellt, wenn man an den Träger der Quecksilberspektralröhre oder auf den Tisch, auf dem sie steht, klopft; hat die Entladung auf diese Weise einmal eingesetzt, so bleibt sie längere Zeit oder auch dauernd bestehen. Da meines Wissens diese Beobachtung, auf die mich Herr Prof. J. v. Geitler aufmerksam machte, noch nicht beschrieben wurde, so ging ich der Erscheinung nach. Daß sie nicht etwa durch mangelhaften Kontakt der Zuleitungsdrähte bewirkt wird, ergibt sich daraus, daß der Versuch auch gelang, als die Zuleitung durch Eintauchen der Elektroden in Quecksilber bewerkstelligt wurde. Auch das Hervorrufen einer blanken Oberfläche durch die Erschütterung dürfte nicht der Grund — wenigstens nicht der einzige Grund — der Erscheinung sein, wie einesteils aus dem Folgenden hervorgehen wird, anderenteils daraus zu schließen ist, daß die Entladung weder von selbst einsetzte, nachdem durch längeres Schütteln vor Einschalten der Stromquelle eine blanke Oberfläche erzeugt worden war, noch auch die Entladung, einmal kräftig angeregt, aufhörte, selbst wenn die Röhre längere Zeit in Betrieb stand.

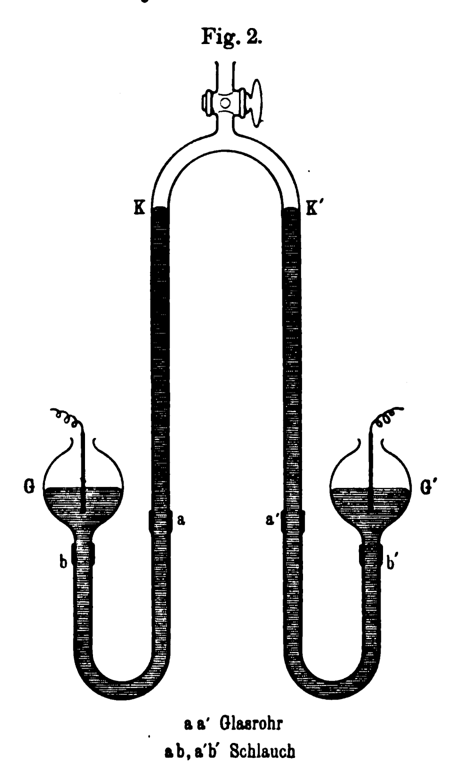
Fig. 1.



*

Die richtige Erklärung scheint die folgende zu sein: Durch das Schütteln reibt sich das Quecksilber an den Glaswänden, und daß die dadurch erzeugten Spannungen zur Herstellung einer Entladung genügen, zeigt der bekannte Versuch mit der Quecksilberschüttelröhre [1]). Solche Entladungen zwischen der Glaswand und dem Quecksilber dürften es nun auch sein, die das Gas hinreichend ionisieren, um den Übergang der Induktoriumsentladung zu ermöglichen.

Fig. 2.



a a' Glasrohr
a b, a'b' Schlauch

Diese Erklärung wird durch die nachfolgende Versuchsanordnung wahrscheinlich gemacht, die es gestattet, in reinerer Form Reibung des Quecksilbers an den Glaswänden und — wahrscheinlich — nur diese zu erhalten. Durch das Vakuum, das in einer Vorrichtung von nebenstehender Form, die einer Beschreibung wohl kaum bedarf, hergestellt wurde, ließ ich die Entladung hindurchgehen. Die Quecksilberkuppen K und K' konnten mit Hilfe der Gefäße G und G' unabhängig voneinander gehoben oder gesenkt werden. Auch ohne eingeschaltete Stromquelle trat hierbei die oben erwähnte Entladung zwischen Glaswand und Quecksilberkuppe ein. War das Induktorium eingeschaltet, so daß bei ruhendem Quecksilber keine Entladung auftrat, so setzte dieselbe regelmäßig ein, sobald eine

[1]) Die Entladung ist ja auch imstande, explosive Gasgemische (z. B. Knallgas) zum Entzünden zu bringen; siehe Emich, Über die Entzündlichkeit von dünnen Schichten explosiver Gasgemenge. Wien. Ber. 106 [2 b], 10—30, 1897.

der beiden Kuppen gesenkt wurde. Durch einen Vorschaltwiderstand im Primärkreis des Induktoriums konnte der Strom so reguliert werden, daß die spontane Entladung eben nicht mehr eintrat; dadurch wurde die größte Empfindlichkeit gegen Quecksilberbewegung erreicht. Die in Form kleiner leuchtender Punkte sichtbaren Ansatzstellen der Entladung befanden sich hierbei an der Berührungslinie von Quecksilber und Glaswand. Durch Heben der Kuppen konnte die Entladung nicht zum Einsetzen gebracht werden.

Dieser Versuch scheint mir die vorgeschlagene Erklärung wahrscheinlich zu machen. War die Entladung einmal kräftig angeregt, so erhielt sie sich auch längere Zeit. Die Güte des Vakuums war — innerhalb ziemlich weiter Grenzen — anscheinend ohne Einfluß auf die Erscheinung, da diese auch eintrat, als durch Undichtigkeit an einem Schlauch Luftperlen ins Vakuum eingedrungen waren; es veränderte sich nur das Aussehen der Entladung. Ebenso war innerhalb eines nicht zu großen Bereiches die verwendete Stromstärke (je nach der Güte des Vakuums wurden zum Betreiben des Induktoriums ein bis drei Beutelelemente mit Rotaxunterbrecher verwendet) ohne Einfluß, nur bei stärkeren Strömen trat spontane Entladung auf. Ein Unterschied, je nachdem die Kathode oder Anode bewegt wurde konnte bei Elektrodenabständen zwischen etwa 10 und 30 cm nicht beobachtet werden; darüber hinaus bis zu einem Abstand von etwa 54 cm war eine schwache Polarität bemerkbar, aber nur qualitativ, indem das Aufleuchten beim Senken der Kathode ein wenig stärker war als beim Senken der Anode.

Ein Versuch, durch die Bewegung der Elektroden einen Quecksilberlichtbogen bei Verwendung einer Gleichstromspannung von 220 Volt zu zünden, hatte keinen Erfolg.

Czernowitz, Physikalisches Institut der k. k. Universität, Mai 1909.

Zur Geschichte des Kompasses bei den Arabern;
von E. Wiedemann.

(Eingegangen am 19. Mai 1909.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 28. Mai 1909.)
(Vgl. oben S. 248.)

A. Von Herrn Professor Gerland [1]) und mir [2]) selbst sind in diesen Verhandlungen Arbeiten zur Geschichte des Kompasses erschienen. Um einige Punkte, in denen wir nicht ganz übereinstimmen, zu klären, hat Herr Dr. Lampe im Erlanger physikalischen Institut auf meine Veranlassung Versuche angestellt.

Herr Dr. Lampe hat zu den Versuchen Eisenstäbe, wie sie bei den Nägeln verwendet werden, benutzt; andere Eisenarten gaben entsprechende Resultate. Dies Eisen, das ja stets etwas Kohle enthält, dürfte dem von den Muslimen benutzten entsprechen.

1. Um das magnetische Verhalten zu untersuchen, wurden die etwa 5 bis 15 cm langen Stäbe in einem Gehänge an einem ganz dünnen Platindraht aufgehängt und die Schwingungsdauern und deren Dekremente beobachtet. Die Stäbe wurden magnetisiert entweder durch Annäherung eines natürlichen Magnetsteines mit oder ohne Armatur, dann durch Streichen mit demselben und endlich durch Streichen mit einem künstlichen Magneten.

Die Stäbe wurden gleich nach dem Magnetisieren und nach einem, zwei oder mehr Tagen untersucht. Wie nach früheren Untersuchungen zu erwarten, ergab sich stets dasselbe magnetische Moment; bei dem schwimmenden Stab der Araber ist dasselbe der Fall, so daß eine Neumagnetisierung, wenn der Stab nicht gerade hingeworfen wird, nicht nötig ist.

Bei Annäherung des Magnetsteines an den Eisenstab ergab sich fast derselbe Magnetismus wie beim Streichen. Es liegt das zum Teil an der unregelmäßigen Verteilung des Magnetismus in

---

[1]) E. Gerland, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 377, 1909.
[2]) E. Wiedemann, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 764, 1908; vgl. auch Beiträge 2, 328.

dem natürlichen Magneten. Ein wiederholtes Annähern war ohne Einfluß.

2. Schon A. ROITI [1]) hat gezeigt, daß, wenn man einen Körper auf Wasser schwimmen läßt und ihn in Schwingungen versetzt, diese mit der Zeit immer stärker gedämpft werden. Besonders deutlich lassen sich die Erscheinungen beobachten, wenn man einen an einem dünnen Draht aufgehängten Magnetstab gerade eine Wasseroberfläche berühren läßt und diese kräftig anraucht. Aus einer Schwingung mit mäßiger Dämpfung wird eine aperiodische. Die Oberfläche setzt Verschiebungen einen so großen Widerstand entgegen, daß der Magnetstab bei Annäherung eines anderen sich kaum aus der Ruhelage bewegt. Rührt man nun das Wasser um, so tritt die alte Beweglichkeit wieder auf; läßt man eine Nacht stehen, so sind die Schwingungen wieder stark gedämpft. Legt man den Magnetstab auf ein Kreuz von Kork, so beobachtet man Ähnliches. Auf der angerauchten Oberfläche ist die Bewegung sehr träge. Führt man das Kreuz einigemal mechanisch im Kreise herum, so ist es wieder leicht beweglich.

Was speziell bei dem Tabaksrauch die starke Dämpfung bewirkt, ist hier nicht zu untersuchen.

3. Arabische Nachrichten gibt uns GILBERT weniger, als man nach der Äußerung von H. GERLAND erwarten sollte. Die Angabe von MATTHIOLUS, daß nach den Arabern der Sarg des Mohammed in einer eisernen Kammer in der Luft schwebe [2]), findet sich nicht bei den muslimischen Schriftstellern. Weiter zitiert GILBERT fast nur Ärzte, ALÎ ABBAS (wohl den Kommentator des HIPPOKRATES), SEROPION MAURITANUS, AVICENNA und RHASES, deren Werke ins Lateinische übersetzt zum Teil die Grundlage der Medizin des Mittelalters bildeten. Weiter wird genannt GILGIL MAURITANUS, vielleicht GULGUL der Andalusier, gleichfalls ein Arzt (vgl. BROCKELMANN 1, 237), und GEBER, dessen Schriften ja allgemein bekannt waren.

Geographen, Kosmographen, bei denen man Nachrichten über den Kompaß erwarten kann, erwähnt GILBERT nicht. — An ihren Werken war das Interesse des Mittelalters auch weit geringer

---

[1]) A. ROITI, N. Cim (3) 3, 5; Bubl. 2, 381; Naturf. 11, 234.
[2]) Vgl. E. W., Beiträge 12, 209.

als an denjenigen der Astronomen, Mathematiker, Philosophen und Mediziner. Daß GILBERT arabische Handschriften benutzt hat, ist so gut wie ausgeschlossen, da diese meist erst weit später nach Europa gekommen sind.

Auf die Erörterungen von H. GERLAND über die Entwickelung der Kenntnis des Kompasses im occidentalen Mittelalter einzugehen, würde zu weit führen. Hypothesen über diejenige bei den Muslimen aufzustellen, scheint mir zum Teil noch nicht möglich; wir müssen abwarten, ob uns nicht zufällig in anderen Texten Notizen überliefert sind.

Die Vermutung, daß vielleicht die Kreisbewegung des Magnetsteines gegenüber dem schwimmenden Magneten, wie sie von den Muslimen beschrieben wird, unter anderem eine magische Wirkung ausüben sollte, wird dadurch unterstützt, daß auch sonst nach einer freundlichen Mitteilung von Herrn Professor GOLDZIHER in Budapest solche magischen Kreise vorkommen; so bei den Eideszirkeln (vgl. LANDBERG, Arabica **5**, 128; GOLDZIHER, Globus **93**, 289 b, 1908). Für das Vorkommen magischer Kreise teilt Hr. GOLDZIHER mir noch eine Notiz mit, aus *Ḏababê*, *Taḏkirat al-Ḥuffâz* **1**, 118, daß *Ejjûb al Sachtijârî* (st. 130/747—8) auf einer Pilgerreise nach Mekka, als die Karawane in wasserloser Gegend von Durst geplagt war, einen Kreis zog, und in demselben stehend ein Gebet verrichtete. Darauf sprudelte an derselben Stelle eine Quelle hervor. Nachdem sich die Leute gelabt hatten, strich er mit der Hand an den Ort und die Quelle verschwand. Auch ziehen die Geomantiker in Ägypten solche magischen Kreise.

B. In dem früher erwähnten Werk von *al Zacchûrî* habe ich im dritten Kapitel noch eine weitere Beschreibung und Abbildung eines Kompasses gefunden. Bei ihm sind auf der unteren Fläche eines Papierkreises zu beiden Seiten eines Durchmessers zwei magnetische Nadeln befestigt, in der Mitte des Kreises ist unten ein Trichter angebracht, der auf einem in der Mitte einer Büchse stehenden Stab sich drehen kann. Auf der oberen Seite des Papierkreises ist ein Bild der Gebetsnische (*Mihrâb*) gezeichnet. Die Büchse ist oben durch eine Glasplatte geschlossen, die ein Herabfallen der sich drehenden Scheibe bei einem Neigen der Büchse verhindert. Die Fig. 1 gibt die Zeichnung des Originals

wieder, oben steht „Ort des Glases“, unten „Gestalt der Mitte“ (*Ṣifatal, Markaz*).

Die Stelle lautet: Gestalt der Büchse (*Ḥuqq*) der *Qibla* [1]). Sie heißt Haus der Nadel (*Bait al Ibra* [2]). Es ist eine Büchse, aus der man an jedem beliebigen Orte die *Qibla* kennen lernt bei einer regnerischen Wolke (d. h. wohl bei unsichtigem Wetter). Sie ist fein in ihrer Art. Um sie herzustellen, machst Du einen Kreis aus Papier, bildest auf ihm einen *Miḥrâb* (Gebetsnische) ab und bringst quer unter ihn zwei Nadeln, die Du auf dem weiblichen Magnetstein gewetzt hast. In der Mitte des Kreises (*Fulak*) bringst Du einen Trichter an, der sich auf der Mitte der Büchse dreht, und er (der *Miḥrâb*) ist nach der *Qibla* gerichtet, und verstehe das! So ist er beschaffen. Hat man ihm diese Gestalt gegeben, so wird über seine (des Kreises) obere Fläche ein Kreis aus reinem (*râ'iq*) Glas gebracht, der seiner Größe entspricht, damit der Kreis (mit dem *Miḥrâb*) deutlich sichtbar ist. Der Kreis ist über dem Ende des Trichters festgemacht, damit er beim Umkippen nicht von dem Mittelpunkt herunterfalle. Und verstehe dies und so ist er beschaffen, und verstehe jenes und es ist wunderbar!

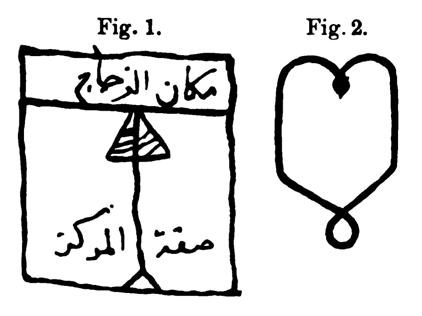


Fig. 1. Fig. 2.

C. Zu der Benutzung des Stahles (*Fûlâḏ*) sei noch bemerkt, daß die zahlreichen Nadelarbeiten der Muslime sicher nicht mit weichen Eisennadeln ausgeführt werden konnten.

Weiter sind bei der Wage der Weisheit von *al Châzinî* die Bügel, die auf den Wagebalken reiten und an denen die Schalen hängen und die die Gestalt Fig. 2 haben, nach *al Châzinî* selbst aus Stahl gefertigt gewesen (vgl. Th. Ibel, Die Wage, Erlanger Dissertation). Aus der Beschreibung eines Zirkels zur Konstruktion großer Kreise von *Ibn al Haiṯam* (Codex India Office

---

[1]) Zu „*Qibla*“ für „Süden“ vgl. auch K. Foy (herausgegeben von F. Giese, Mitt. des Seminars f. Orient. Sprachen, Jahrg. XI, Abt. 2, 1908).

[2]) *Bait al Ibra* kommt auch sonst als Wort für Kompaß vor, so bei Niebuhr, R. 2, 197.

no. 734, fol. 116[b]) erfahren wir, daß die unteren Teile der Zirkel aus Stahl und zwar gehärtetem hergestellt wurden, damit sie Metallplatten, wie die Platten der Astrolabien, schneiden konnten.

Die Herstellung des Stahles (*Fûlâḏ*) wird auch in dem pseudoaristotelischen Werke über die Steine erwähnt. Eine Photographie der einzigen Pariser Handschrift dieses Werkes war Herr Professor RUSKA in Heidelberg so freundlich mir zugänglich zu machen. Es heißt dort:

Beschreibung des Steines des Eisens. Das Eisen hat verschiedene Arten und Fundstellen, es wetteifert an Trefflichkeit. Schüttet man auf dasselbe Drogen, so wird es hart und nimmt an Kraft zu und wird Stahl. Ist es weich, so macht man es heiß und schüttet Wasser darauf, dann wird es hart [1]).

---

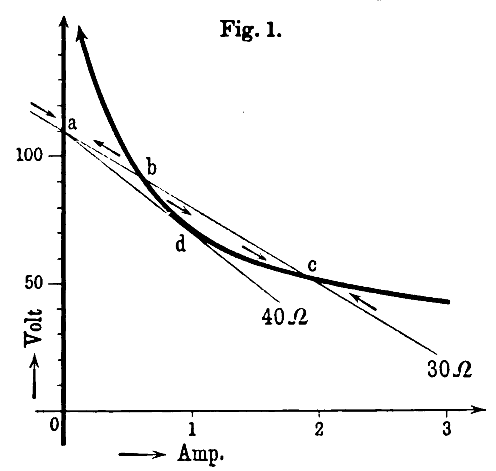
[1]) Bemerkt sei, daß auch dieser arabische Text ganz ähnliche Angaben über das Aneinanderhaften von Nadeln beim Annähern von Magnetsteinen enthält, wie der lateinische Text (vgl. Beiträge 2). Ebenso findet sich in beiden die aus Sindrads Reisen (Tausend und eine Nacht) bekannte weitverbreitete Erzählung vom Magnetberg, der aus Schiffen die Nägel herauszieht. — Hier auf eine Vergleichung des arabischen und lateinischen Textes einzugehen, würde zu weit führen, um so mehr, als Herr Professor RUSKA den arabischen Text herauszugeben beabsichtigt.

Über labile Zustände elektrischer Ströme;
von H. Barkhausen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. Mai 1909.)
(Vgl. oben S. 245.)

An Hand der Charakteristikentheorie von KAUFMANN[1]) wurden zunächst die labilen Zustände am Lichtbogen und einer kleinen Hauptschlußdynamomaschine demonstriert. Der Lichtbogen, dessen Charakteristik in Fig. 1 dargestellt ist, ergibt mit einem Vorschaltwiderstande von 30 Ohm, an eine Spannung von 110 Volt

Fig. 1.



gelegt, zwei stabile Gleichgewichtszustände *a* und *c*, die den erloschenen und den brennenden Lichtbogen darstellen. Der theoretisch mögliche Gleichgewichtszustand *b* ist dagegen labil, d. h. er läßt sich wegen der stets verhandenen kleinen Stromschwankungen praktisch nicht herstellen. Vergrößert man bei brennendem Lichtbogen (Punkt *c*) den Vorschaltwiderstand, was einer Drehung der Widerstandslinie nach abwärts entspricht, so wird bei einer

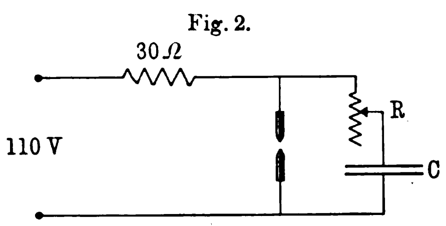
---

[1]) W. KAUFMANN, Göttinger Nachrichten 1899, S. 243; ausführlicher Ann. d. Phys. (4) 2, 158, 1900.

ganz bestimmten Stromstärke, nämlich 1 Amp. (Punkt d), der Zustand einseitig labil, der Lichtbogen erlischt. Bei diesem Vorschaltwiderstande von 40 Ω ist es auch nicht mehr möglich, den Lichtbogen wieder zu zünden.

Das Kriterium $\frac{de}{di} + w > 0$ für die Stabilität eines Zustandes[1]) gilt auch für beliebig verzweigte Stromsysteme, wenn als Widerstand w der Kombinationswiderstand des ganzen Systems in bezug auf den Lichtbogen in Rechnung gesetzt wird[2]). Dies wurde dadurch gezeigt, daß parallel zum Lichtbogen (Fig. 2) ein Regulierwiderstand R und ein Kondensator C von 100 Mikrofarad geschaltet wurde. Ein so großer Kondensator wirkt für die die Stabilität beeinflussenden, beim Lichtbogen sehr schnell verlaufenden Stromänderungen wie ein Kurzschluß, während er einen

Fig. 2.



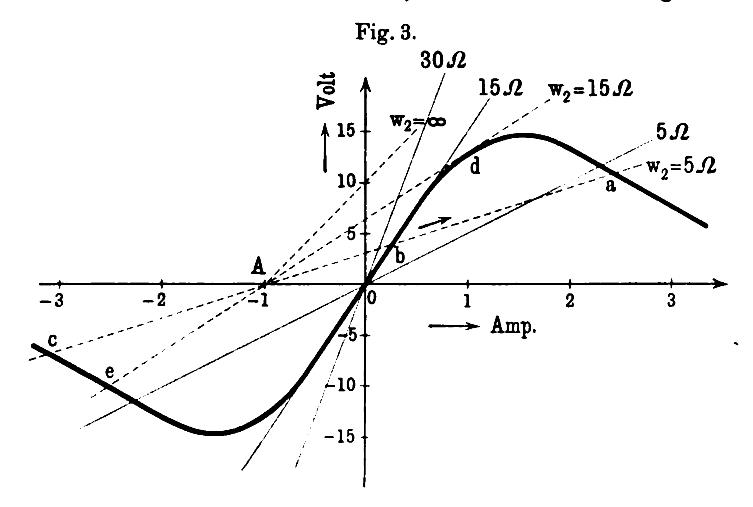
Gleichstrom dauernd nicht durchläßt. Wenn man den Regulierwiderstand verschiebt, so ändert sich an dem ganzen Stromfluß gar nichts, da ja der Widerstand von keinem Strom durchflossen wird. Trotzdem erlischt der Lichtbogen jedesmal, wenn der Regulierwiderstand kleiner als 10 Ω gemacht wird. Es gelingt dann auch nicht mehr, den Lichtbogen wieder zu zünden.

Fig. 3 zeigt die Charakteristik einer kleinen Hauptschlußdynamomaschine, die mit einem kleinen Antriebsmotor direkt gekuppelt war. Wird die Maschine durch einen Widerstand geschlossen, der größer als 15 Ω ist, z. B. 30 Ω beträgt, so bleibt sie stromlos, entsprechend dem einen stabilen Schnittpunkt im Diagramm. Bei 15 Ω fällt die Widerstandslinie eine größere Strecke mit der Charakteristik zusammen, was einem indifferenten Gleichgewicht entspricht. Bei Stromlosigkeit bleibt die Maschine strom-

[1]) W. Kaufmann, l. c.
[2]) H. Barkhausen, Diss. Göttingen 1907, S. 54.

los, bei einem kurzen Stromimpuls durch eine Batterie in der einen oder anderen Richtung bleibt der einmal angenommene Zustand positiven oder negativen Stromes bestehen. Unter 15 Ω, z. B. bei 5 Ω äußerem Widerstand, erhält man drei mögliche Zu-

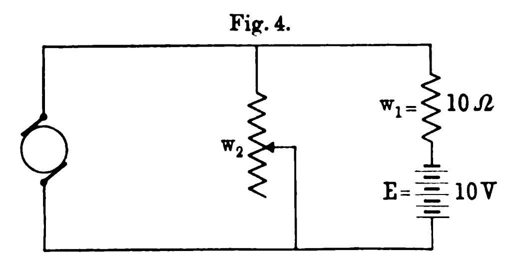
Fig. 3.



stände stationären Stromes. Von diesen ist der mittlere, der der Stromlosigkeit, labil. Die Maschine erregt sich daher von selbst in dem einen oder anderen Sinne.

Es wurde weiter parallel zu diesem Widerstande (w_2, Fig. 4) eine Batterie E von 10 Volt mit einem Vorschaltwiderstande w_1

Fig. 4.



von 10 Ω aufgeladen. Der Kombinationswiderstand dieses Stromsystems in bezug auf die Maschine ist dann gleich $\frac{w_1 \cdot w_2}{w_1 + w_2}$, die äquivalente Spannung $\frac{E\,w_2}{w_1 + w_2}$, nämlich gleich der Spannung, die

bei Stromunterbrechung an der Maschine anliegen würde. Die äquivalente Widerstandslinie ist daher durch $(E + i w_1) \frac{w_2}{w_1 + w_2}$ gegeben. In der graphischen Darstellung der Fig. 3 entspricht dies einer Linie, die im Punkte A bei -1 Amp. die Abszissenachse schneidet und mit zunehmendem w_2 immer steiler verläuft. Für $w_2 = 5\,\Omega$ erhält man wie beim Lichtbogen drei Schnittpunkte a, b und c, von denen der mittlere b labil ist; die beiden anderen entsprechen einem Aufladen und einem Entladen der Batterie. Wenn man von dem Zustande a des Aufladens aus den Widerstand w_2 allmählich vergrößert, so erreicht man bei $w_2 = 15\,\Omega$ den Punkt d, der einseitig labil ist. Ohne daß eine weitere Änderung in dem Stromsystem vorgenommen wird, fängt der Strom an, erst langsam, dann immer rascher abzunehmen und über Null hinaus nach der anderen Richtung hin bis 2,5 Amp. anzuwachsen (Punkt e). Beachtenswert bei diesem Versuche ist, daß der labile Zustand ohne eine Änderung des Ladestromkreises nur durch Veränderung der übrigen Belastung der Maschine eintritt.

Wählt man bei der in Fig. 2 gezeichneten Schaltung den Kondensator so klein, daß er beim Eintritt des labilen Zustandes sich auf hohe Spannungen auflädt, ehe der Lichtbogen vollständig erlischt, so findet rückwärts eine Entladung des Kondensators durch den Lichtbogen statt, so daß sich der ursprüngliche Zustand wieder herstellt und der Vorgang sich von neuem wiederholt. Es findet ein dauerndes Hin- und Herpendeln des Stromes zwischen den beiden stabilen Lagen um den dazwischen liegenden labilen Punkt statt, ohne daß ein stationärer Zustand erreicht wird. Dieses von DUDDELL[1]) entdeckte Phänomen tritt besonders dann auf, wenn vor den Lichtbogen eine große Drosselspule geschaltet wird, die die schnelle Einstellung auf die stabile Lage der Stromlosigkeit verhindert, und wenn sich vor dem Kondensator eine Selbstinduktion befindet. Letztere verleiht dem Kondensatorkreise eine Eigenschwingung, die regulierend auf den periodischen Vorgang einwirkt und im wesentlichen die Periode der Schwingungen bestimmt. Notwendig für das Zustandekommen eines Schwingungs-

---

[1]) W. DUDDELL, Electrician 46, 268 u. 310, 1900.

zustandes ist aber weder die Drosselspule im Hauptstromkreis, noch die Selbstinduktion im Kondensatorkreis.

Den gleichen Vorgang kann man auch bei der Hauptschluß-dynamomaschine erreichen. Schließt man diese durch einen großen Kondensator (100 Mikrofarad) und geringen OHMschen Widerstand, so tritt auch hier kein stationärer Zustand ein, es findet auch hier ein dauerndes Hin- und Herschwingen des Stromes um den labilen Punkt der Stromlosigkeit statt, indem der Kondensator abwechselnd aufgeladen wird und sich dann wieder durch die Maschine entlädt [1]). Die Frequenz ist durch die Selbstinduktion der Maschine und die Kapazität bestimmt, insbesondere unabhängig von der Tourenzahl der Maschine. Sie läßt sich leicht mittels eines FRAHMschen Frequenzmessers feststellen.

Zum Schlusse wurde eine eigenartige Erscheinung vorgeführt, die ich kürzlich bei Versuchen eines Kollegen von mir, Herrn KÖNIG, zu beobachten Gelegenheit hatte, bei der ein Leiter fallender Charakteristik, bezogen auf die Effektivwerte von Wechselstrom und -spannung, auftritt. An eine Wechselstromquelle — benutzt wurde ein kleiner Gleichstrommotor mit Wechselstromschleifringen — ist ein Kondensator und eine Drosselspule in Serie angeschlossen. Schaltet man den Wechselstrom abwechselnd ein und aus, so zeigt ein eingeschaltetes Amperemeter bald 0,5 Amp., bald 2 Amp., ganz regellos, wie es gerade trifft. Und dabei ist die Spannung des kleinen Einankerumformers beim Belasten mit 2 Amp. auf 65 Volt von 70 Volt bei 0,5 Amp. gesunken. Ein derartiger Fall kann nur eintreten, wenn sich irgend ein Wechselwiderstand mit dem Strome ändert, und zwar konnte es in diesem Falle nur die Selbstinduktion sein. In der Tat besaß die Drosselspule einen gut geschlossenen Eisenkern von geringem Querschnitt, so daß bei etwa 1 Amp. die Sättigung des Eisens erreicht war. Ihre Selbstinduktion nimmt daher mit wachsender Stromstärke stark ab. Der Kondensator war ferner so groß, daß bei verringerter Selbstinduktion gerade Resonanz eintrat. Bei schwachem Strome tritt keine Resonanz ein und der Strom bleibt daher schwach, bei starkem Strome tritt Resonanz ein und der Strom bleibt stark. Welcher von beiden

[1]) Vgl. R. RÜDENBERG, Phys. ZS. 8, 668, 1907.



Fällen eintritt, hängt von der Phase der Wechselstromquelle beim Einschalten ab. Je nachdem die Spannung dieser beim Einschalten im Zunehmen oder im Abnehmen begriffen ist, ist der erste Stromimpuls stärker oder schwächer und ergibt somit den einen oder den anderen Zustand. Es läßt sich auch leicht erzielen, daß bei allmählicher Änderung irgendwelcher Versuchsgrößen, z. B. der Spannung oder Frequenz der Stromquelle, der Kapazität oder des Ohmschen Widerstandes des Kreises, der eine Zustand unvermittelt in den anderen umschlägt; die Charakteristikentheorie läßt sich auch hier bei Wechselströmen gut anwenden.

Verbesserte Demonstration des elastischen Stofses; von Wilhelm Westphal.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. Mai 1909.)
(Vgl. oben S. 248.)

Bei Gelegenheit eines für die Vorlesung von Herrn Geheimrat Rubens angestellten Versuches zeigte es sich, daß sich der bisher für die Demonstration des elastischen Stoßes benutzte Apparat wesentlich verbessern läßt, indem man an Stelle von Elfenbeinkugeln solche aus Stahl benutzt[1]). Die bekannten Versuche — der Stoß zweier Kugeln sowie der Kugelreihe — lassen sich damit in äußerst vollkommener Weise anstellen.

Zum Vergleich der elastischen Eigenschaften der benutzten Materialien wurde der Energieverlust beim Stoß derselben gemessen. Zwei gleich große Kugeln des zu prüfenden Materials wurden bifilar als Pendel aufgehängt. Die eine wurde aus ihrer Ruhelage entfernt und stieß beim Zurückfallen auf die zweite, diese wieder rückkehrend auf die erste usw. Bei völlig elastischem Stoß sollte die volle Energie der stoßenden Kugel in kinetische Energie der gestoßenen übergehen. Ist der Stoß nicht völlig elastisch, so wird ein Teil der Energie in Deformationsarbeit umgesetzt. Dies gibt sich in einer Abnahme der Amplitude zu erkennen.

Ist der Energieverlust bei einem Stoß ein Bruchteil α der Energie, so läßt sich die Bewegung unter Berücksichtigung der Luftreibung durch folgende Gleichung darstellen:

$$\varphi_n = \varphi_0 e^{-bt} (1-\alpha)^{\frac{n}{2}} \left(\cos \gamma t + \frac{b}{\gamma} \sin \gamma t\right).$$

Hier bedeutet n die Zahl der stattgehabten Stöße, b und γ sind Konstante.

Die maximalen positiven Entfernungen von der Senkrechten sind:

$$x_n = x_0 e^{-\frac{n b \pi}{\gamma}} (1-\alpha)^{\frac{n}{2}}.$$

---

[1]) Solche Kugeln werden zur Verwendung in Kugellagern von der Deutschen Waffen- und Munitionsfabrik in Berlin hergestellt.

Es sei $e^{-\frac{2b\pi}{\gamma}} = 1-\beta$; β bedeutet den in einer Halbschwingung durch Luftreibung verlorengehenden Bruchteil der Energie. Es ist dann

$$x_n = x_0(1-\beta)^{\frac{n}{2}}(1-\alpha)^{\frac{n}{2}}.$$

Dies ist unter Vernachlässigung von Größen zweiter Ordnung:

$$x_n = x_0[1-(\alpha+\beta)]^{\frac{n}{2}}.$$

Also ist

$$\alpha+\beta = 1-\sqrt[\frac{n}{2}]{\frac{x_n}{x_0}}.$$

Bestimmt man nun β durch Schwingungen ohne Stöße, so läßt sich nachher α aus der Amplitudenabnahme nach n Stößen berechnen.

Außer Stahl und Elfenbein wurde auch Glas untersucht. Es ergab sich, nach Abzug der Luftreibung, folgendes Resultat:

	Kugelradius	Energieverlust bei einem Stoß
Stahlkugeln	1,85 cm	0,52 Proz.
„	2,20 „	1,30 „
Glaskugeln	2,65 „	3,34 „
Elfenbeinkugeln	1,85 „	6,60 „
„	2,5 „	6,70 „

Ein Gang, abhängig von der Amplitude, ließ sich nicht erkennen. Die Überlegenheit der Stahlkugeln über die Elfenbeinkugeln geht aus der Tabelle klar hervor.

Auch der unelastische Stoß läßt sich mit den Stahlkugeln gut zeigen, wenn man an der Berührungsstelle der beiden Kugeln auf der einen mit Klebwachs ein Stückchen Blei befestigt.

Nachtrag bei der Korrektur. Wie mir inzwischen Hr. Spies freundlichst mitteilte, hat er bereits gelegentlich Stahlkugeln zur Demonstration des elastischen Stoßes benutzt, ohne indessen etwas darüber zu veröffentlichen.

Berlin, 28. Mai 1909, Physikalisches Institut der Universität.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

11. Jahrg. | **15. Juli 1909.** | **Nr. 12/13.**

Sitzung vom 18. Juni 1909.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. S. **Hilpert** (a. G.) berichtet über

die Beziehung zwischen chemischer Konstitution und magnetischen Eigenschaften bei Eisenlegierungen.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Privatdozent Dr. Max Trautz, Freiburg i. B., Universität.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Georg Meyer.)



Über die Ladung von Gasionen;
von J. Franck und W. Westphal.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. Juli 1909.)
(Vgl. weiter unten.)

In einer früheren Arbeit[1]) haben wir durch Messung von Diffusion und Beweglichkeit von Ionen, die durch Röntgenstrahlen erzeugt werden, die Ladung dieser Ionen untersucht und fanden das zuerst von J. S. Townsend[2]) auf eine andere Methode gefundene Resultat bestätigt, daß durch Röntgenstrahlen doppelt geladene positive Ionen erzeugt werden. Jedoch ergab sich, daß nur ein Bruchteil der gesamten positiven Ionen doppelte Ladung trägt. Die negativen Ionen tragen immer einfache Ladung. Wir konnten zeigen, daß den doppelt geladenen Ionen ein kleinerer Diffusionskoeffizient zukommt als den einfachen, und daß man durch eine Art von fraktionierter Diffusion die doppelt geladenen Ionen von den einfachen trennen kann.

Wir haben die Untersuchung nunmehr auch auf andere Ionisatoren ausgedehnt, und zwar auf α-Strahlen, β-Strahlen, γ-Strahlen und Spitzenentladung. Es sei vorausgeschickt, daß sich bei keinem dieser Ionisatoren doppelt geladene Ionen haben nachweisen lassen. In bezug auf die γ-Strahlen möchten wir jedoch dieses Resultat mit großer Reserve aussprechen, wie unten begründet werden soll.

Bezüglich der Einzelheiten der Methode und der Berechnung der Resultate verweisen wir auf unsere erste Mitteilung.

Bei Spitzenentladung hatten wir es von vornherein nur mit Ionen eines Vorzeichens zu tun. Bei α-, β- und γ-Strahlen haben wir von der Trennung der Ionen verschiedenen Vorzeichens abgesehen, da die Korrektion für die Wiedervereinigung bei unseren Versuchen nur eine geringe Rolle spielt und außer Betracht gelassen werden kann.

---

[1]) J. Franck u. W. Westphal, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 146, 1909.
[2]) J. S. Townsend, Proc. Roy. Soc. 80, 207, 1908.



I. Ionisation durch α-Strahlen.

Das Poloniumpräparat wurde unmittelbar in den Weg des Luftstromes gebracht. Die Resultate sind folgende[1]):

Tabelle I.

Luftgeschwindigkeit	Diffusions-koeffizient	Luftgeschwindigkeit	Diffusions-koeffizient
74 ccm/sec	0,037	43 ccm/sec	0,036
61 "	37	39 "	34
56 "	34	32 "	36
47 "	35		

Die Ionen traten hierbei durch ein enges Drahtnetz hindurch.

Die Stromstärke nahm innerhalb dieser Versuchsreihe auf den zehnten Teil ab. Trotzdem also schon ein großer Teil der Ionen durch Diffusion verloren gegangen ist, zeigt sich doch kein Gang des Diffusionskoeffizienten, der auf doppelt geladene Ionen schließen ließe. Dasselbe ergab sich bei Vermehrung der Zahl der Drahtnetze.

Es sei bemerkt, daß C. E. Haselfoot[2]), der mit der von J. S. Townsend angegebenen Methode arbeitete, bei Drucken von einigen Millimetern zu dem gleichen Resultat kam.

II. Ionisation durch β-Strahlen.

Das Radiumpräparat war so angebracht, daß es eine 20 cm lange Ionisierungskammer durchstrahlte, ohne andere Teile des Apparates zu treffen. Im folgenden ist ein Auszug aus den Messungen gegeben.

Tabelle II.

Zahl der Drahtnetze	Diffusions-koeffizient
0	0,037
2	37
5	38

[1]) Verminderung der Luftgeschwindigkeit wirkt natürlich im gleichen Sinne wie Vermehrung der Drahtnetze.

[2]) C. E. Haselfoot, Proc. Roy. Soc. 82, 18, 1909.

Auch hier zeigt sich keine Andeutung von doppelt geladenen Ionen, trotzdem die Stromstärke in dieser Versuchsreihe durch Diffusion auf den achten Teil sank.

III. Ionisation durch γ-Strahlen.

Zu diesen Versuchen diente dieselbe Anordnung wie bei II. Zur Abblendung der β-Strahlen diente 8 mm-Bleiblech. Die Resultate sind folgende:

Tabelle III.

Zahl der Drahtnetze	Diffusions-koeffizient	Zahl der Drahtnetze	Diffusions-koeffizient
0	0,037	3	0,034
1	36	4	33
2	36	6	36

Wir möchten nun aus dieser Meßreihe nicht unbedingt den Schluß ziehen, daß es bei γ-Strahlen keine doppelt geladenen Ionen gibt. Die Stromstärke sank allerdings innerhalb derselben durch Diffusion auf etwa den zehnten Teil, bis an die Grenze des überhaupt Meßbaren. Zunächst sind aber bei so kleinen Stromstärken die Meßfehler von großem Einfluß, indem ein Ablesefehler von 1 mm schon eine Änderung des Diffusionskoeffizienten um viele Prozent hervorruft. Ferner ist nach Mc Lennan, Wilson und Kleeman [1]) bis zu 50 Proz. der Ionisation sekundären β-Strahlen zuzuschreiben. Auch ist nicht mit Bestimmtheit zu sagen, wieviel noch etwaige β-Strahlen, die das Bleiblech durchdrungen haben könnten, zur Ionisation beigetragen haben. An sich ist ja das Auftreten von doppelt geladenen Ionen bei γ-Strahlen im höchsten Grade wahrscheinlich, nachdem solche bei Röntgenstrahlen festgestellt sind. Wir möchten daher nur so weit gehen, zu sagen, daß uns ein Nachweis doppelt geladener positiver Ionen bei γ-Strahlen nicht gelungen ist.

IV. Ionisation durch Spitzenentladung.

Bei der Spitzenentladung zeigte sich bei den positiven Ionen bei sehr starker Diffusion ein Gang des Diffusionskoeffizienten

---

[1]) J. C. Mc Lennann, Phil. Mag. (6) 14, 760, 1907; H. A. Wilson, ebenda (6) 17, 216, 1909; R. D. Kleeman, Proc. Cambr. Phil. Soc. 15, 169, 1909.

nach kleineren Werten. Da jedoch die negativen Ionen das gleiche zeigten, so haben wir es hier offenbar nicht mit doppelt geladenen Ionen zu tun, sondern diese schwer diffundierenden Ionen dürften „langsame" (sog. LANGEVINsche) Ionen sein, deren Entstehen bei Spitzenentladung auch wegen der dabei auftretenden chemischen Prozesse von vornherein zu erwarten ist.

Tabelle IVa: Positive Ionen.

Zahl der Drahtnetze	Diffusionskoeffizient
0	0,028
1	27
2	24
3	21

Tabelle IVb: Negative Ionen.

Luftgeschwindigkeit	Diffusionskoeffizient
106 ccm/sec	0,054
56 „	41
25 „	29
24 „	27

Diese Messungen wurden mit der von Herrn Prof. A. WEHNELT aus den Mitteln der JAGOR-Stiftung erworbenen Hochspannungsmaschine bei Spannungen von 5000 bis 10000 Volt angestellt.

Im Verlauf dieser Untersuchungen ist eine Theorie der Diffusion und Beweglichkeit von WELLISCH [1]) erschienen, welche auf der Annahme fußt, ein Gasion bestehe aus einem einzigen geladenen Molekül. Unter Berücksichtigung der elektrostatischen Anziehung zwischen den Ionen und den Molekülen kann er die gemessenen Diffusionskoeffizienten und Beweglichkeiten ungefähr berechnen, allerdings ohne der Verschiedenheit der Konstanten der Ionen der beiden Vorzeichen Rechnung zu tragen. Ist diese Theorie richtig, so würde sie zu einer Modifikation der Schlüsse führen, die wir in unserer ersten Arbeit auf die Masse der doppelt geladenen Ionen gezogen haben.

Ohne uns unbedingt gegen diese Theorie aussprechen zu wollen, deren Grundlagen den unleugbaren Vorzug der Einfachheit haben, möchten wir doch auf folgendes hinweisen. Zunächst scheint sie uns in der vorliegenden Form prinzipiell außerstande, den oben erwähnten Unterschied der positiven und negativen Konstanten zu erklären. Ferner widerspricht sie der Tatsache, daß man in Gasgemischen, z. B. Luft, stets nur eine wohldefinierte

---

[1]) E. M. WELLISCH, Proc. Cambr. Phil. Soc. 15, 1, 1909.

Beweglichkeit gefunden hat, während nach dieser Theorie deren so viele zu erwarten sind, als das Gemisch Komponenten hat. Denn die Beweglichkeit hängt auch nach WELLISCH von der Masse des Ions ab. Eine noch viel größere Diskrepanz zwischen dieser Theorie und der Wirklichkeit zeigt sich darin, daß nach Messungen von E. RUTHERFORD [1]) die Beweglichkeiten der Luftionen und der positiven Träger der von Radium und Thorium erregten Aktivität identisch sind, während nach WELLISCH, entsprechend den etwa im Verhältnis 1 : 7 stehenden Molekulargewichten, wesentliche Unterschiede zu erwarten sind.

Wir möchten daher zunächst auf dem Boden der alten Theorie stehen bleiben, welche in einem Gasion ein je nach dem Vorzeichen mehr oder weniger großes Aggregat von Molekülen um einem geladenen Kern sieht.

Unsere beiden Arbeiten haben also in bezug auf die Ladung von Gasionen folgende Resultate ergeben:

1. Bei der Ionisation durch Röntgenstrahlen ist ein Teil der erzeugten positiven Ionen mit zwei Elementarquanten geladen.

2. α- und β-Strahlen erzeugen nur einfach geladene Ionen.

3. Ein Nachweis doppelt geladener positiver Ionen ist bei γ-Strahlen nicht geglückt, ihr Nichtvorhandensein aber nicht mit Sicherheit zu behaupten.

4. Bei Spitzenentladung entstehen neben den einfach geladenen Ionen noch positive und negative, sogenannte langsame Ionen.

---

[1]) E. RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 5, 95, 1903.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, 2. Juli 1909.

Die magnetische Rotationsdispersion im ultraroten Teil des Spektrums;

von U. Meyer.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. Mai 1909.)
(Vgl. oben S. 248.)

Die Größe der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene des Lichtes hängt bekanntlich stark von der Wellenlänge des durchgehenden Lichtes ab; im sichtbaren Gebiet ist sie im allgemeinen umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge. Genauere Formeln über die Art dieser Abhängigkeit sind von den verschiedensten Seiten aufgestellt worden; die wichtigsten derselben sind wohl die beiden von DRUDE[1]) in dem Lehrbuch der Optik entwickelten, die eine mit Benutzung der Theorie der Molekularströme, die andere unter Berücksichtigung der Erscheinungen des Halleffektes. Eine allgemeingültige Theorie müßte, wie DRUDE selber angibt, diese beiden vereinigen; für die meisten Fälle ist jedoch anzunehmen, daß nur eine von ihnen in Betracht kommt. Bis jetzt ist es aber nur in den seltensten Fällen gelungen, durch Experimente eine Entscheidung darüber zu fällen.

Man kann bei einer Prüfung der Gesetze in verschiedener Weise vorgehen; einmal kann man in unmittelbarer Nähe von Absorptionsstreifen beobachten, denn gerade für diese Gebiete ergeben sich aus den verschiedenen Formeln die verschiedensten Folgerungen, oder man kann die Beobachtungen auf einen möglichst großen Spektralbereich ausdehnen. Der letztere Weg ist meist in der Weise eingeschlagen worden, daß die Messungen der Rotationsdispersion in das ultraviolette Gebiet ausgedehnt wurden; dabei hat man den Vorteil, stets große Drehungen zu erhalten, die natürlich leichter und genauer gemessen werden können als die kleinen Drehungen im ultraroten Teil des Spektrums. Untersuchungen in diesem letzteren Gebiet konnten aber unter Um-

---

[1]) P. DRUDE, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., Leipzig 1906, S. 406.



ständen einen anderen großen Vorteil bieten. Die DRUDEschen Formeln haben nämlich die Form:

$$\delta = n\left(\frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{c}{\lambda^2 - \lambda''^2} + \cdots\right) \qquad \text{A)}$$

$$\delta = \frac{1}{n}\left(\frac{a'}{\lambda^2} + \frac{b'\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} + \frac{c'\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda''^2)^2}\cdots\right) \qquad \text{B)}$$

wenn mit n der Brechungsexponent bezeichnet ist, und $a, b, c, \ldots,$ $a', b', c', \ldots$ unabhängige Konstanten bedeuten, $\lambda', \lambda'' \ldots$ sind die Wellenlängen der Absorptionsstreifen; die Formeln enthalten also beide ebensoviel Glieder wie die Formeln der natürlichen Dispersion. Nun rühren aber nach den DRUDEschen Anschauungen der Elektronentheorie die ultraroten Absorptionsstreifen von schwingenden Körperteilen her und nicht, wie die ultravioletten, von freien Elektronen. Es liegt nun die Wahrscheinlichkeit nahe, daß ein Magnetfeld viel stärker auf die Elektronen einwirkt als auf die geladenen Körperteile, da das Verhältnis von Ladung zu Masse bei ersteren mindestens 2000 mal so groß ist als bei letzteren. Durch eine Bestätigung dieser Ansicht würde ein Teil der Konstanten vollkommen wegfallen und dadurch eine viel strengere Prüfung der Formeln möglich sein. Eine derartige Bestätigung ist jedoch nur bei den langen Wellen zu erreichen, denn in allen anderen Fällen überdecken die Glieder, die sich auf kurze Eigenschwingungen beziehen, stets den Einfluß der übrigen.

Ich unternahm daher auf Anregung und unter Leitung des Herrn Geheimrat H. RUBENS im hiesigen Institut eine Untersuchung der magnetischen Rotationsdispersion im ultraroten Teil des Spektrums. Ich benutzte dabei die noch bei sehr langen Wellen durchsichtigen Kristalle Steinsalz, Sylvin und Flußspat.

Aus der Formel B) läßt sich, wie SIERTSEMA zuerst gezeigt hat, die BECQUERELsche Formel ableiten; auch in dieser würden aber die Glieder mit ultraroten Eigenschwingungen wegfallen, sie würde also die Form haben: $\delta = C\frac{n'}{n}\lambda\frac{dn'}{d\lambda}$, wobei mit n' der Teil des Brechungsexponenten bezeichnet ist, der sich durch Fortlassung eben dieser Glieder ergibt. Mit dieser Formel und der Formel A) habe ich die Resultate meiner Messungen verglichen.

Die drei bzw. zwei Konstanten der letzteren sind dabei nach der Methode der kleinsten Quadrate aus je sechs Beobachtungen berechnet; die Konstante C ist aus dem Wert für Natriumlicht entnommen.

Steinsalz.

Für die Dispersion des Steinsalzes hat MARTENS[1]) eine Formel entwickelt, die sämtlichen vorliegenden Beobachtungen gut genügt; sie lautet:

$$n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{m'' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda''^2} - \frac{m''' \lambda^2}{\lambda'''^2 - \lambda^2} - \frac{m'''' \lambda^2}{\lambda''''^2 - \lambda^2}$$

$$\begin{aligned} m &= 1{,}155992 & \lambda' &= 0{,}110725\,\mu \\ m' &= 0{,}855461 & \lambda'' &= 0{,}156320\,\mu \\ m'' &= 0{,}317791 & \lambda''' &= 51{,}2\,\mu \\ m''' &= 1{,}62076 & \lambda'''' &= 87\,\mu \\ m'''' &= 2{,}34 \end{aligned}$$

Es wird daher

$$\frac{n'}{n} \lambda \frac{dn'}{d\lambda} = \frac{\lambda^2}{n} \left(\frac{m' \lambda'^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2} + \frac{m'' \lambda''^2}{(\lambda^2 - \lambda''^2)^2} \right)$$

wo

$$m' \lambda'^2 = 0{,}01048373$$
$$m'' \lambda''^2 = 0{,}00776376.$$

Für C wurde der Wert 0,866 erhalten. Die Konstanten der A-Formel $\delta = n\left(\frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{c}{\lambda^2 - \lambda''^2}\right)$ wurden berechnet aus den Werten für die Wellenlängen 0,310; 0,4916; 0,6708; 1, 2, 3 μ zu $a = -0{,}006775$, $b = 0.01356$, $c = 0{,}01353$. Die Resultate beider Formeln wurden auch mit den Ergebnissen von LANDAU verglichen. Um dabei Anschluß an meine Beobachtungen zu erhalten, mußten seine Werte mit dem Faktor 0,928 multipliziert werden. Diese Abweichung ist ziemlich groß. Da meine Messungen der Feldstärke sehr sorgfältig gemacht sind und gute Werte der VERDETschen Konstanten für Wasser und Schwefelkohlenstoff danach gefunden sind, halte ich meine Werte für richtig, wenigstens für die von mir untersuchten Stücke. Vielleicht läßt sich

[1]) MARTENS, Ann. d. Phys. (4) 6, 603, 1901; LANDAU, Phys. ZS. 9, 417, 1908; PASCHEN, Wied. Ann. 54, 673, 1895.

die Abweichung ganz oder zum Teil durch Verschiedenheit des Materials erklären. Bei Flußspat beträgt der entsprechende Umrechnungsfaktor 0,98; er liegt also der Eins näher.

Steinsalz.

λ Wellenlänge	δ beobachtete Verdetkonst.	δ_1 berechnet nach B	$\delta - \delta_1$	δ_2 berechnet nach A	$\delta - \delta_2$	
0,2599	0,2708	0,2709	— 0,0001	0,2773	— 0,0065	nach LANDAU
0,3100	1561	1562	— 1	1554	+ 7	
0,3552	1072	1077	— 5	1055	+ 17	
0,4046	0775	0776	— 1	0768	+ 7	
0,4415	0631	0625	+ 6	0624	+ 7	
0,4529	0,0594	0,0593	+ 1	0,0586	+ 8	
0,4358	0,0655	0,0649	+ 0,0006	0,0641	+ 0,0014	
0,4916	483	490	— 7	485	— 2	
0,546	390	387	+ 3	383	+ 7	
0,578	348	342	+ 6	337	+ 11	
0,589	328	328	—	323	+ 5	
0,6708	0,0245	0,0247	— 2	0,0244	+ 1	
0,90	0,0128	0,0133	— 0,00050	0,0132	— 0,00040	
1,00	1050	1069	— 19	1060	— 10	
1,10	846	878	— 32	871	— 25	
1,20	705	734	— 29	728	— 23	
1,30	630	627	+ 3	619	+ 11	
1,40	531	540	— 9	532	— 1	
1,50	472	467	+ 5	460	+ 12	
1,60	398	405	— 7	405	— 7	
1,75	339	342	— 3	338	+ 1	
2,00	262	261	+ 1	259	+ 3	
2,25	203	206	— 3	200	+ 3	
2,50	170	167	+ 3	165	+ 5	
2,75	134	138	— 4	136	— 2	
3,00	115	116	— 1	115	0	
3,25	99	98	+ 1	98	+ 1	
3,50	86	83	+ 3	84	+ 2	
4,00	0,00069	0,00065	+ 4	0,00064	+ 5	
8,85	kleiner als 0,0001			kl. als 0,0001		

Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung nach der B-Formel im ganzen Gebiet

gut; nur für die kurzen ultraroten Wellen sind die von mir gefundenen Werte zu gering; doch sind hier meine Fehler größer, und daß sie in dieser Richtung liegen müssen, zeigte sich bei Verbreiterung der Spalte, da dann die Werte für die Drehung noch weiter abnahmen. Auch die Abweichungen von den Werten der A-Formel sind nur gering, bis auf den Wert für $\lambda = 0{,}2599\,\mu$. Eine Entscheidung zwischen beiden Theorien läßt sich danach nicht fällen. Für $\lambda = 8{,}85\,\mu$ geben beide Theorien einen Wert, der kleiner als 0,0001 ist.

Die nach der alten Becquerelschen Formel berechneten Werte stimmen bei den kurzen Wellen bis $1\,\mu$ gleichfalls mit den beobachteten überein, dann aber sind sie größer, von $2{,}1\,\mu$ an wachsen sie mit zunehmender Wellenlänge; für $4\,\mu$ würde man schon das Zwölffache der tatsächlich vorhandenen Drehung finden.

Sylvin.

Hier gilt dasselbe wie bei Steinsalz. Die Martenssche Formel lautet:

$$n^2 = m + \frac{m' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{m'' \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda''^2} + \frac{m''' \lambda^2}{\lambda'''^2 - \lambda^2}$$

$$\begin{array}{llll} m & = 1{,}25841 & \lambda' & = 0{,}115265\,\mu \\ m' & = 0{,}672011 & \lambda'' & = 0{,}160730\,\mu \\ m'' & = 0{,}244603 & \lambda''' & = 61{,}1\,\mu \\ m''' & = 1{,}93343 & & \end{array}$$

also

$$\frac{n'}{n} \lambda \frac{d n'}{d \lambda} = \frac{\lambda^2}{n} \left(\frac{m' \lambda'^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)} + \frac{m'' \lambda''^2}{\lambda^2 - \lambda''^2} \right).$$

Für C wurde der Wert 0,812 erhalten.

Die Konstanten der A-Formel wurden aus den Werten für $\lambda = 0{,}4358;\ 0{,}578;\ 1;\ 1{,}5;\ 2;\ 3\,\mu$ berechnet.

Es ergab sich:

$$a = -0{,}06874, \quad b = 0{,}12758, \quad c = -0{,}05331,$$

auch hier haben also b und c verschiedenes Vorzeichen.

Messungen im Ultravioletten liegen nicht vor.

Zwischen $\lambda = 3\,\mu$ und $\lambda = 4\,\mu$ konnten keine Messungen gemacht werden, da eine Absorption bei $3{,}2\,\mu$ vorhanden war.

Sylvin.

λ Wellen-länge	δ beobachtete Verdetkonst.	δ_1 berechnet nach B	$\delta - \delta_1$	δ_2 berechnet nach A	$\delta - \delta_2$
0,4358	0,0534	0,0534	0,0000	0,0534	0,0000
0,4607	460	467	— 7	471	— 11
0,5461	316	316	0	321	— 5
0,578	277	279	— 2	283	— 6
0,589	267	267	—	271	— 4
0,6708	0,02012	0,02014	— 02	0,02038	— 26
0,90	0,01051	0,01080	— 0,00029	0,01076	— 0,00025
1,00	864	868	— 4	864	0
1,10	706	713	— 7	707	— 1
1,20	608	601	+ 7	591	+ 17
1,40	442	439	+ 3	432	+ 10
1,50	377	379	— 2	377	0
1,60	329	333	— 4	326	+ 3
2,00	207	213	— 6	207	0
2,25	163	166	— 3	161	+ 2
2,50	131	135	— 4	133	— 2
2,75	109	112	— 3	108	+ 1
3,00	90	93	— 3	91	— 1
4,00	0,00054	0,00052	+ 2	0,00052	+ 2
8,85	kleiner als 0,0001			kl. als 0,0001	

Flußspat.

Ich benutzte die Dispersionsformel von PASCHEN:

$$n^2 = M - \frac{M_1}{\lambda_1^2 - \lambda^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$$

$$M = 6{,}09104 \qquad \lambda_1^2 = 1259{,}19$$
$$M_1 = 5102{,}07 \qquad \lambda_2^2 = 0{,}008884$$
$$M_2 = 0{,}00612093$$

also

$$\frac{n'}{n}\lambda\frac{d\,n'}{d\,\lambda} = \frac{\lambda^2}{n}\,\frac{M^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2},$$

dann wurde $C = 0{,}692$.

Für das ultraviolette Gebiet wurden wieder die Werte von LANDAU herangezogen; sie mußten hier, wie schon oben gesagt, mit 0,98 multipliziert werden.

Die A-Formel hat hier nur zwei Glieder:

$$\delta = n\left(\frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda'^2}\right).$$

Aus den Drehungen für die Wellenlängen $\lambda = + 0{,}2534$; 0,4047; 0,6708; 1, 2, 3 μ ergab sich:

$$a = -0{,}001\,361, \qquad b = 0{,}003\,430.$$

Die Abweichungen sind hier im Ultravioletten bei der B-Formel größer als die Beobachtungsfehler; das hängt wohl damit zu-

Flußspat.

λ Wellen-länge	δ beobachtete Verdetkonst.	δ_1 berechnet nach B	$\delta - \delta_1$	δ_2 berechnet nach A	$\delta - \delta_2$	
0,2534	0,05989	0,06063	− 0,00074	0,05981	+ 0,00008	nach Landau
0,2631	5425	5508	− 84	5432	− 8	
0,2756	4822	4907	− 85	4849	− 27	
0,3132	3583	3603	− 20	3567	+ 16	
0,3655	2526	2520	+ 6	2503	+ 23	
0,4047	1998	2007	− 9	1994	+ 4	
0,4359	0,01716	0,01705	+ 11	0,01695	+ 21	
0,4358	0,01717	0,01705	+ 0,00012	0,01695	+ 0,00022	
0,4607	1505	1512	− 7	1513	− 8	
0,4916	1329	1316	+ 13	1304	+ 25	
0,5461	1050	1052	− 2	1047	+ 3	
0,589	897	897	—	912	− 15	
0,6708	0,00672	0,00684	− 12	0,00669	+ 3	
0,90	0,00367	0,00375	− 0,00008	0,00377	− 0,00010	
1,00	300	302	− 2	298	+ 2	
1,10	245	249	− 4	247	+ 2	
1,30	179	177	+ 2	176	+ 3	
1,40	148	152	− 4	152	− 4	
1,50	136	132	+ 4	131	+ 5	
1,60	112	117	− 5	116	− 4	
1,75	100	97	+ 3	97	+ 3	
2,00	70	74	− 4	74	− 4	
2,25	62	59	+ 3	58	+ 4	
2,50	49	48	+ 1	47	+ 2	
2,75	42	39	+ 3	40	+ 2	
3,00	0,00030	0,00033	− 3	0,00033	− 3	
8,85	kleiner als 0,0001			kl. als 0,0001		

sammen, daß beim Flußspat nur ein Absorptionsgebiet in der Rechnung vorkommt. Kleine Änderungen von λ' rufen ziemlich bedeutende Unterschiede hervor; das zeigte sich bei dem Versuch, die MARTENSsche Formel, wo $\lambda' = 0{,}095079$ gesetzt ist, anzuwenden. Die Abweichungen von den Beobachtungen wurden dann noch größer.

Die beiden Formeln genügen also bei allen drei Substanzen den Beobachtungen gleich gut. Es ist aber zu beachten, daß bei der einen nur eine einzige Konstante aus den Beobachtungen entnommen ist, während bei der anderen drei bzw. zwei erst nach der Methode der kleinsten Quadrate aus je sechs beobachteten Werten gefunden sind. Die Bestätigung der ersteren ist also um vieles strenger und daher von größerer Bedeutung.

Ich lasse nun noch eine Tabelle folgen, in der ich die Beobachtungen über die Drehung bei Wasser von LANDAU, L. H. SIERTSEMA[1]) und INGERSOLL mit den Werten, die sich aus eben dieser Formel

$$\delta = \frac{\lambda^2}{n} \frac{A'}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2}$$

ergeben, zusammengestellt habe.

Dabei ist λ' nach MARTENS $= 0{,}11512$ gesetzt.

Die Übereinstimmung ist im Ultravioletten gut, dagegen zeigen sich im Ultraroten ziemlich starke Abweichungen. Das ist hier wohl auch dadurch zu erklären, daß nur ein einziges Absorptionsgebiet im Ultravioletten angenommen ist.

Zum Schluß möchte ich noch angeben, welche Werte von $\frac{e}{m}$ sich aus der Konstante C für die einzelnen Substanzen ergeben.

Man erhält für

Steinsalz $\frac{e'}{m}$	$1{,}512 \cdot 10^7$
Sylvin	$1{,}418 \cdot 10^7$
Flußspat	$1{,}208 \cdot 10^7$
Wasser	$1{,}47 \cdot 10^7$

Die Übereinstimmung mit dem sonst für das Verhältnis von Ladung und Masse geltenden Wert ist so gut, wie man es bei der ganzen Art dieser Berechnung erwarten kann.

---

[1]) L. H. SIERTSEMA, Arch. Néerl. (2) 6, 825, 1901.

Wasser.

λ Wellen-länge	δ beobachtete Verdetkonst.	δ_1 berechnet nach B	$\delta - \delta_1$	Beobachter
0,2496	0,1042	0,1040	+ 0,0002	LANDAU
0,275	776	782	— 6	„
0,3609	384	389	— 5	„
0,4046	293	292	+ 1	„
0,4199	269	270	— 1	„
0,4405	242	242	0	„
0,500	184	184	0	SIERTSEMA
0,588	131	129	+ 2	INGERSOLL
0,600	124	123	+ 1	SIERTSEMA
0,700	91	89	+ 2	SIERTSEMA u. INGERSOLL
0,800	675	669	+ 0,00006	INGERSOLL
0,900	511	518	— 7	„
1,000	410	425	— 15	„
1,100	335	348	— 13	„
1,200	290	294	— 4	„
1,300	0,00264	0,00252	+ 12	„

Zum Schluß sei es mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn Geheimrat H. RUBENS meinen herzlichsten Dank für seine vielfache Unterstützung auszusprechen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.



Berichtigung zu meiner Arbeit: „Die träge Masse bewegter Elektronen“[1]*;*
von E. Hupka.

An Stelle des letzten Satzes der Mitteilung, welcher lautete: „Herr MÜLLER hat die Fehlergrenze seiner Messungen zu $\pm$ 50 Volt angegeben“, ist zu setzen: Die Genauigkeit der MÜLLERschen Potentialmessungen läßt sich auf Grund der Tabelle S. 70 seiner Dissertation auf etwa $^1/_4$ Proz. veranschlagen.

---

[1]) Diese Verh. 11, 249—258, 1909.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

11. Jahrg.	30. Juli 1909.	Nr. 14.

Sitzung vom 2. Juli 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **W. Westphal** berichtet

über die Ladung von Gasionen

nach gemeinsam mit Hrn. **J. Franck** angestellten Versuchen.
(Schon abgedruckt, vgl. diese Verh. S. 276—280.)

Weiter spricht Hr. **W. Nernst** über die

thermodynamische Behandlung einiger Eigenschaften des Wassers,

teilweise nach Untersuchungen von Hrn. **Herbert Levy**.

Endlich trägt Hr. **G. Leithäuser**

über Gitterkopien mit metallischen Oberflächen

nach gemeinsam mit Hrn. **E. Gehrcke** angestellten Versuchen vor.



Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. F. HABER, Karlsruhe i. B., Weberstr.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Dr. G. J. ELIAS, Berlin NW 40, Herwarthstr. 4.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. DU BOIS.)

Über Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und magnetischen Eigenschaften bei Eisenverbindungen[1];

von Siegfried Hilpert.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 18. Juni 1909.)

(Vgl. oben S. 275.)

Die magnetischen Erscheinungen sind in der letzten Zeit auf rein physikalischem Gebiete sehr eifrig studiert worden. Es waren besonders ihre Beziehungen zur Elektronentheorie, die das Interesse beanspruchten. Aber auch außerhalb dieses speziellen Gebietes besitzen wir heute ein reichhaltiges Material an Messungen, durch die wir die Abhängigkeit der magnetischen Effekte von physikalischen Veränderungen kennen lernen; es fehlt jedoch noch jede Beziehung, die sich auf der chemischen Konstitution des Materials gründet. Denn es ist notwendig das Molekül, das als Träger ferromagnetischer Eigenschaften fungiert, und nicht das Atom; das folgt schon allein aus ihrer großen Abhängigkeit von der Temperatur und anderen äußeren Einflüssen. Viel empfindlicher sind sie noch gegen chemische Veränderungen des Materials. Es läßt sich hier kaum verkennen, daß mit dem Abbau des komplizierten Eisenmoleküls bis zum Ion eine gewisse Vereinfachung der magnetischen Eigenschaften verbunden ist; denn es verschwindet damit das Charakteristische des Ferromagnetismus, die Abhängigkeit der Permeabilität von der äußeren Feldstärke. Auch bei den Eisensalzen scheint ein Zusammenhang zwischen chemischer Konstitution und magnetischen Eigenschaften zu bestehen, da die Suszeptibilität eine für die Oxydationsstufe charakteristische Größe darstellt. Um die hohe Permeabilität des Eisens zu zerstören, bedarf es noch nicht einmal radikaler Eingriffe, die mit der Vernichtung der metallischen Eigenschaften verbunden sind. Es genügt schon, wenn man das Eisen so mit anderen Metallen legiert, daß es mit ihnen Verbindungen bildet.

---

[1]) Über chemische Einzelheiten dieser Arbeit vgl. Ber. d. D. Chem. Ges. 42, 2248, 1909 erschienen.



Nach den Untersuchungen von TAMMANN[1]) und seinen Mitarbeitern sind solche Produkte in der Tat bei Zimmertemperatur unmagnetisch. Es muß also im gewöhnlichen Eisen ein Komplex von an sich nicht ferromagnetischen Komponenten vorliegen, der durch chemische Reaktionen wie durch hohe Temperaturen leicht zerstört wird.

Diese Auffassung würde sehr hypothetisch klingen, wenn es nicht in neuerer Zeit gelungen wäre, durch Kombination para- und diamagnetischer Elemente ferromagnetische Legierungen herzustellen[2]). In diesen ist es wohl das Mangan, das, in reinem Zustande paramagnetisch, doch in seinen Verbindungen ferromagnetische Eigenschaften erzeugt. Zur Bearbeitung in chemischer Hinsicht bilden diese Legierungen große Schwierigkeiten. Es ist eine Eigentümlichkeit des metallischen Zustandes, daß er sich gegen chemische Operationen, vorausgesetzt nämlich, daß dieselben ohne Aufgabe der metallischen Eigenschaften durchgeführt werden sollen, sehr unzugänglich verhält. Weiterhin ist es bis jetzt noch nicht möglich gewesen, Metalle in kompaktem Zustande anders als kristallisiert zu erhalten. Man ist also auch nicht imstande, hier die physikalischen Einflüsse, wie z. B. die kristallinische Struktur, von den eigentlichen chemischen Grundlagen der magnetischen Eigenschaften zu trennen. Ich hielt es daher für zweckmäßig, eine andere Körperklasse zur Klärung dieser Fragen zu bearbeiten, nämlich die ferromagnetischen Oxyde, und zwar habe ich mich dabei lediglich zunächst auf die chemische Seite des Problems beschränkt. Erst wenn die präparativen Grundlagen sichergestellt sind, sollen die genauen physikalischen Messungen folgen. Die bisher ausgeführten hatten nur orientierenden Charakter.

Ferromagnetische Oxyde sind seit langer Zeit bekannt. Besonders der Magneteisenstein zog durch seine Eigenschaften die Aufmerksamkeit auf sich und wie aus seinem Namen hervorgeht, brachte man seine auffallende Magnetisierbarkeit mit seinem Eisengehalt in Verbindung. Bei der Beurteilung dieser Frage muß man durchaus berücksichtigen, daß der Magneteisenstein

[1]) ZS. f. phys. Chem. 65, 74, 1908.
[2]) ZS. f. anorg. Chem. 61, 265, 1909; ZS. f. phys. Chem. 66, 614, 1909.

von der Zusammensetzung Fe_3O_4 eine binäre Verbindung darstellt aus den beiden Komponenten FeO und Fe_2O_3, und daß diese für gewöhnlich unmagnetisch auftreten [1]). Die Eigenschaftsänderung kann also erst durch die Kombination hervorgerufen worden sein, und es fragt sich, worin eigentlich das Charakteristische derselben beruht. Es liegt hier im Auftreten des für gewöhnlich schwach basischen Eisenoxyds als Säure, eine Eigenschaft, die es mit anderen Oxyden, wie der Tonerde, teilt. Der Magneteisenstein ist das Eisenoxydulsalz des Eisenoxyds, und es war nun experimentell zu untersuchen, ob sich nicht das Eisenoxyd noch mit anderen Oxyden zu magnetischen Verbindungen würde kombinieren lassen. Die Arbeit wurde dadurch erleichtert, daß in der Tat schon eine Reihe solcher Produkte in der Literatur beschrieben stand, ohne daß jedoch hier den magnetischen Eigenschaften besondere Aufmerksamkeit geschenkt worden wäre. Es war weiter die Möglichkeit geboten, ferromagnetische Oxyde in kolloidalem, jedenfalls nicht kristallinischem Zustande zu gewinnen.

Für die Darstellung der Ferrite kommen zwei Methoden in Betracht: ihre Fällung aus wässeriger Lösung oder Glühen der Oxydgemische. Es wurden die Ferrite der folgenden Oxyde hergestellt:

I. K_2O Na_2O Cu_2O II. CoO FeO CuO
CaO BaO
MgO ZnO
PbO

Die unter I. angegebenen Oxyde liefern nur schwach magnetische Ferrite. Sie fallen aus wässeriger Lösung als rote, gänzlich unmagnetische Niederschläge. Um bei ihnen ferromagnetische Eigenschaften hervorzurufen, müssen sie zunächst auf höhere Temperaturen erhitzt und wieder abgekühlt werden. Doch sind die so erzeugten magnetischen Modifikationen nur bei niederen Temperaturen beständig — sie verlieren schon bei schwachem Erhitzen ihre Permeabilität [2]), um sie beim abermaligen Abkühlen

[1]) Diese Tatsache ist für das Eisenoxyd allgemein bekannt. Wie ich in meiner oben zitierten Arbeit nachgewiesen habe, trifft sie auch für das Oxydul zu, sobald dasselbe in Verbindungen oder Lösungen auftritt. In wirklich reinem Zustande ist es noch nicht erhalten worden.

[2]) Z. B. Zinkferrit bei 61° (Wologdine), Calciumferrit bei 160°, Kaliumferrit bei 150°.

wieder zu gewinnen. Diese Umwandlungen sind also ebenso reversibel wie beim Eisen.

Weit wichtiger sind die stark magnetischen Ferrite des Kupferoxyds, des Kobalt- und Eisenoxyduls. Sie fallen schon aus wässeriger Lösung in stark magnetischem Zustande als schwarze Niederschläge. Es läßt sich also hier eine gewisse Parallelität zwischen der Farbe und den magnetischen Eigenschaften nicht verkennen. Die interessanteste Eigenschaft dieser Niederschläge ist jedoch ihre amorphe Beschaffenheit: sie gehen kolloidal in Lösung, sobald die Flüssigkeit von Salzen befreit worden ist, und lassen sich durch Ammoniak in unverändert magnetischer Beschaffenheit wieder niederschlagen. Das gefällte Ferroferrit unterscheidet sich in der Zusammensetzung vom kristallisierten Magnetit nicht, wohl aber durch die Verschiedenheit in den magnetischen Eigenschaften, die am Schluß der Arbeit besprochen werden soll. Aus der Existenz dieser amorphen, kolloidalen und zugleich ferromagnetischen Ferrite folgt mit Sicherheit, daß die kristallinische Struktur und demnach das Vorhandensein eines Raumgitters keine notwendige Vorbedingung für das Auftreten ferromagnetischer Eigenschaften bildet.

Dieselben Ferrite lassen sich auch in kristallinischem Zustande durch Zusammensintern der Oxydgemische herstellen. So erhält man sehr leicht massive Stücke von Kupferferrit, wenn man Kupferoxyd und Eisenoxyd in gleichem Molekülverhältnis mischt, unter hydraulischem Druck preßt und bei 1000° eine Stunde lang sintert. Die so entstandene Masse besitzt ein schön kristallinisches Gefüge von hellerer Farbe als der Magnetit, während sie sich in Permeabilität und Leitfähigkeit von diesem kaum unterscheidet. Dieses Kupferferrit bietet ein vorzüglich geeignetes Beobachtungsmaterial zum Studium des Kerreffektes. Die Leitfähigkeit des Kupferferrits läßt sich nun bedeutend vermindern, wenn man es mit einem Gemisch von Bleioxyd und Eisenoxyd in fein gepulvertem Zustande zusammensintert, oder wenn man gleich Kupferoxyd, Bleioxyd und Eisenoxyd in dem Verhältnis zusammenmischt, daß daraus $1(CuO.F_2O_3).1(PbOF_2O_3)$ oder $2(CuO.F_2O_3).1(PbOF_2O_3)$ entstehen müssen. Trotz der starken Verdünnung durch das schwachmagnetische Bleiferrit scheint die Permeabilität noch etwas anzusteigen, die Leitfähigkeit

dagegen sinkt auf den 10^{-9}fachen Wert des Eisens. Beide Eigenschaften stehen also zueinander in keiner notwendigen Beziehung.

Es ist jetzt nachgewiesen, daß in der Tat das Eisenoxyd in seiner Eigenschaft als Säure ferromagnetische Verbindungen liefert. Es war nun noch die Frage zu beantworten, ob sich nicht innerhalb eines ferromagnetischen Moleküls chemische Veränderungen hervorrufen lassen, bei denen der eigentliche Träger der ferromagnetischen Eigenschaften unangetastet bleibt. Wenn diese wirklich einen rein konstitutionellen Charakter besitzen, dürfen sie dabei auch keine größeren Veränderungen erleiden. Ich habe zwei solcher Reaktionen durchführen können. Im Ferroferrit läßt sich das Eisenoxydul leicht in das Oxyd verwandeln, ohne daß dadurch die Permeabilität eine merkliche Veränderung erfährt. Bei der Reaktion bleibt also der magnetische Molekülbestandteil, das Eisenoxyd, in seiner Eigenschaft als Säure erhalten, und die neu entstandene Ferrigruppe besitzt die basischen Funktionen wie vorher das Eisenoxydul. Man kann daher die Reaktion in folgender Weise formulieren:

$$2(FeO)^{+} 2(Fe_2O_3)^{-} + O = (Fe_2O_3)^{+} 2(Fe_2O_3)^{-}.$$

Die Übereinstimmung im magnetischen Verhalten zwischen Ferro- und Ferriferrit erstreckt sich sogar auf die Lage der Umwandlungspunkte bei höherer Temperatur. Nach den kürzlich veröffentlichten Untersuchnngen von WOLOGDINE[1]) verliert Eisenoxyduloxyd seine Permeabilität bei 525°, während dies nach meinen Ergebnissen beim magnetischen Eisenoxyd gegen 500° eintritt. (Da ich hierbei keine guten Apparate zur Verfügung hatte, mußte ich in der folgenden, etwas primitiven Weise arbeiten: Die Substanz befand sich in einem Reagenzglase zwischen den Polen eines kleinen Elektromagneten. Wenn beim Erhitzen durch ein Salpeterbad der magnetische Umwandlungspunkt überschritten wurde, fiel die Substanz herab und sprang beim Abkühlen wieder in die Höhe. Die Temperaturmessung geschah durch ein Thermoelement.) Es zeigte sich, daß die Umwandlung keineswegs plötzlich vor sich geht; schon etwa 30° unterhalb des sogenannten Umwandlungspunktes ließ sich eine deutliche Abnahme der Permeabilität wahrnehmen, bei weiterer Temperatursteigerung

[1]) C. R. **148**, 777, 1909.



wurde die Substanz immer schwächer angezogen, bis sie schließlich ganz herunterfiel. Diese Erscheinung entspricht durchaus den Ergebnissen, die CURIE beim Eisen selbst erhalten hat. Auch hier gab sich schon weit unterhalb der Stabilitätsgrenze des unmagnetischen β-Eisens eine Abnahme der Permeabilität zu erkennen. Die Erscheinung wird noch dadurch komplizierter, daß diese sogenannten Umwandlungspunkte nur Inflexionspunkte auf der Permeabilitätskurve darstellen, die noch dazu von der Feldstärke abhängig sind. Ich gebe sie daher in Temperaturintervallen an. Neben dieser reversiblen Umwandlung verläuft noch eine langsamere, irreversible Reaktion durch die bei 500° innerhalb einiger Stunden, bei 700° fast momentan gewöhnliches, unmagnetisches Eisenoxyd entsteht. Es liegt also im Ferriferrit eine Substanz vor, die, trotzdem sie nach der chemischen Analyse durchaus der einfachen Formel Fe_2O_3 entspricht, doch eine binäre Konstitution besitzt. Es läßt diese Tatsache jetzt den Schluß wohl berechtigt erscheinen, daß wir ebenso in den einfachen Metallen tatsächlich Kombinationen anzunehmen haben, die als Träger der ferromagnetischen Eigenschaften fungieren.

Man kann auch die Folgerung in folgender Weise aussprechen, daß die Konzentration der Kraftlinien nur in einem bestimmten Teile des Moleküls erfolgt, und daß man an anderen Teilen derselben chemische Veränderungen vornehmen kann, ohne die magnetischen Eigenschaften zu schädigen.

Analog dem Ferroferrit läßt sich auch das Kobaltoferrit zum Kobaltiferrit oxydieren, dessen Zusammensetzung auch durch die Analyse sichergestellt werden konnte. Bei dieser Reaktion waren gleichfalls Veränderungen weder in der Permeabilität noch in der Temperatur der Umwandlung merkbar geworden, welche letztere auffallend niedrig, nämlich schon bei 280 bis 300° vor sich ging. Es wurde schon oben darauf hingewiesen, daß man in dem Material eine kristallinische Struktur kaum annehmen kann. Danach fände hier also eine Umwandlung in amorphem Zustande statt, die bisher wohl noch nicht beobachtet worden ist. Doch soll noch untersucht werden, ob die Veränderungen auch mit einer Wärmetönung verknüpft sind.

Aus dem Vorstehenden darf nun keineswegs gefolgert werden, daß die Orientierung der Moleküle in einem Kristall gar keine

Einwirkung auf die magnetischen Eigenschaften ausübe. Denn die Untersuchungen, die WEISS[1]) am Magneteisenstein ausgeführt hat, ergeben mit Sicherheit, daß die Magnetisierungsintensität trotz der Kristallisation im regulären System in der Richtung der einzelnen Achsen durchaus verschieden ist, und dasselbe gilt auch für die Remanenz. Auf Grund des vorliegenden Untersuchungsmaterials über amorphe ferromagnetische Substanzen ist noch keine definitive Entscheidung möglich, inwieweit deren Eigenschaften durch Kristallisation verändert werden. Nach einigen Versuchen, die ich über diese Frage angestellt habe, ist es hauptsächlich die Remanenz, die in erster Linie beeinflußt wird. Während sie bei amorphem Eisenoxyduloxyd nicht merkbar ist, erreicht sie beim kristallisierten Produkt, dem Magneteisenstein, bekanntlich außerordentlich hohe Werte. Es erscheint also durchaus als möglich in dieser Körperklasse, den Magnetismus des reinen Moleküls von dem darüber gelagerten Einfluß des Raumgitters zu trennen, und ich hoffe, später über weitere Versuche in dieser Richtung berichten zu können.

---

[1]) ZS. f. Krist. 29, 411 u. 690, 1898.

Charlottenburg, Metallhüttenmännisches Laboratorium der Techn. Hochschule.

Über diskontinuierliche Entladungen in Entladungsröhren und die Dauer einer Entladung;

von Joseph Würschmidt.

(Eingegangen am 6. Juli 1909.)

Die diskontinuierliche Entladung der Elektrizität in einem Entladungsrohr ist schon der Gegenstand vielfacher Untersuchungen gewesen. Eine Reihe quantitativer Beobachtungen hierüber ist unter anderen von G. WIEDEMANN[1]), von E. WIEDEMANN[2]), von E. WIEDEMANN und H. EBERT[3]), von E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT[4]) angestellt worden. Diese beiden letzten Forscher haben vielfach Akkumulatoren angewandt, während sonst meistens die Influenzmaschine und das Induktorium benutzt wurde.

Ausführliche Messungen, die besonders das Verhalten des Entladungspotentials für die diskontinuierliche Entladung klarlegen, wurden im Erlanger Institut von S. N. TAYLOR[5]) angestellt; ferner hat R. REIGER[6]) Kontinuitäten und Diskontinuitäten bei Entladungserscheinungen untersucht und Beobachtungen über den Potentialverlauf gemacht. H. EBERT[7]), W. LESSING[8]) u. a. bedienten sich zu ihren Untersuchungen auch hochgespannter Wechselströme.

Die folgende Arbeit soll weitere Beiträge zur Kenntnis der diskontinuierlichen Entladungen liefern, und zwar soll, nachdem N. HEHL[9]) und H. A. WILSON[10]) gleichzeitig die Gesetze unter-

---

[1]) G. WIEDEMANN, Pogg. Ann. **145**, 235, 1872; Die Lehre von der Elektrizität.

[2]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. **10**, 211, 1880.

[3]) E. WIEDEMANN u. H. EBERT, Sitzungsber. d. phys.-med. Soz. Erlangen 1892.

[4]) E. WIEDEMANN u. G. C. SCHMIDT, Wied. Ann. **66**, 314, 1898.

[5]) S. N. TAYLOR, Phys. Rev. **18**, 608, 1902.

[6]) R. REIGER, Sitzungsber. d. phys.-med. Soz. Erlangen 1902.

[7]) H. EBERT, Wied. Ann. **65**, 761, 1898; **67**, 608, 1899; **69**, 372, 1899.

[8]) W. LESSING, Inaug.-Dissert. Erlangen 1902.

[9]) N. HEHL, Inaug.-Dissert. Erlangen 1902.

[10]) H. A. WILSON, Phil. Mag. (6) **4**, 608, 1902.

sucht hatten, die für das um die Kathode sich lagernde bläuliche Glimmlicht bei kontinuierlicher Entladung gelten, untersucht werden, wie die Länge dieser Bedeckung bei diskontinuierlicher Entladung von der Zahl der Entladungen abhängt, die pro Sekunde durch das Entladungsrohr hindurchgehen.

1. Apparate und Versuchsanordnung.

Zu sämtlichen definitiven Versuchen dienten Entladungsröhren von etwa 46 cm Länge und 4 cm Weite, welche in der Mitte ein 6 cm langes Kapillarrohr besaßen; an den beiden Enden waren Fettschliffe angebracht, in denen die Elektroden befestigt waren. Als Elektroden dienten Aluminiumdrähte von 3 mm Durchmesser. Ein seitlicher Rohransatz führte zur Luftpumpe. Als solche wurde unter anderen eine Quecksilberluftpumpe von GAEDE benutzt, die ebenso wie die gleichfalls benutzte TOEPLERsche Influenzmaschine aus Mitteln angeschafft war, die Herr Prof. Dr. E. WIEDEMANN der Liberalität des Elisabeth Thompon-Fund in Boston verdankt. Um die Drucke zu messen, benutzte ich ein MAC LEODsches Manometer, das gestattete, Drucke von 8 bis 0,001 mm genau abzulesen. Als Strommesser diente ein DEPREZ-D'ARSONVAL-Galvanometer mit einer Spule aus mit Kautschuk isoliertem Draht; es war stets in die zur Erde führende Leitung eingeschaltet. Zur Bestimmung der Länge der Bedeckung wurde das Bild einer seitlich vom Entladungsrohr aufgestellten Glasskala mittels eines unbelegten Spiegels an die Stelle projiziert, wo sich in Wirklichkeit die Bedeckung befand, und durch ein Fernrohr beobachtet. Zur Bestimmung der Zahl der Entladungen war hinter der Kapillare des Entladungsrohres an der Achse eines Elektromotors ein Spiegel angebracht. Bei der Rotation wurde das Bild der diskontinuierlichen Entladung in der Kapillare im Spiegel in einzelne Streifen aufgelöst, deren Abstände umgekehrt proportional der Zahl der Entladungen pro Sekunde bei konstanter Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels sind. Ein total reflektierendes Prisma projizierte an die Stelle der Entladungsbilder eine Skala aus schwarzem Papier, das auf eine Milchglasplatte derart aufgeklebt wurde, daß in Abständen von 10 zu 10 mm schmale Streifen der Glasplatte frei blieben. Eine hinter der Milchglasplatte aufgestellte, regulierbare



Glühlampe beleuchtete die Streifen. Durch Schieberheostaten wurde die Geschwindigkeit des Drehspiegels so lange verändert, bis die im Spiegel aufblitzenden Streifen die gleiche, halbe oder doppelte Entfernung voneinander hatten wie die festen beleuchteten Streifen. Ist l der Abstand zweier Entladungsbilder im Drehspiegel, n seine Umlaufszeit, A die Entfernung der Kapillare vom Spiegel und t die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entladungen, so ist $t = \frac{1}{4\pi}\frac{l}{A}n$ und die Zahl der Entladungen pro Sekunde $z = \frac{1}{t}$.

2. Die Versuche.

Bei den Versuchen zeigte sich, daß bei verschiedenen Drucken, Stromstärken und Widerständen die Entladung bald kontinuierlich, bald diskontinuierlich war. Eine in den Stromkreis eingeschaltete Funkenstrecke führte jedoch stets die diskontinuierliche Entladung herbei [1]). Stets wird bei Einschaltung der Funkenstrecke die Zahl der Entladungen pro Sekunde kleiner, mithin die pro Entladung übergehende Elektrizitätsmenge größer [2]), da die gesamte pro Sekunde übergehende Elektrizitätsmenge innerhalb weiter Grenzen konstant bleibt.

Bei den folgenden Messungen ist die eine Elektrode des Entladungsrohres durch den Widerstand mit dem negativen Pol der Influenzmaschine verbunden, die andere Elektrode ist durch die Funkenstrecke [3]), ebenso wie der positive Pol der Maschine, direkt zur Erde abgeleitet.

Die zahlreichen Versuche, von denen weiter unten einige besonders charakteristische mitgeteilt sind, ergeben, daß das Produkt aus Bedeckung und Entladungszahl innerhalb eines gewissen Bereiches konstant ist.

---

[1]) Wie mir Herr Prof. Dr. E. WIEDEMANN mitteilt, hat er in einzelnen Fällen beobachtet, daß, wenn ohne Einschaltung einer Funkenstrecke eine diskontinuierliche Entladung vorhanden ist, die Einschaltung einer ganz kleinen Funkenstrecke sie in die kontinuierliche verwandelt.

[2]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 20, 760, 1883.

[3]) Kontrollversuche ergaben das noch weiter zu verfolgende Ergebnis, daß die Zahl der Entladungen die gleiche bleibt, mag die Funkenstrecke sich vor oder hinter dem Entladungsrohr befinden.

Bei diesen Versuchen lag der vorgeschaltete Widerstand stets zwischen 15000 und 240000 Ohm; Änderungen des Widerstandes innerhalb dieses Bereiches verursachten fast gar keine Änderungen in der Entladungszahl; erst bei größeren Widerständen wurden die Entladungszahlen kleiner und, wenigstens bei den benutzten Entladungsröhren, die Entladungen in vielen Fällen unregelmäßig, so daß eine Bestimmung der Entladungszahlen nicht mehr möglich war. Unregelmäßigkeiten in der Entladung traten ferner auf, wenn die Elektroden, sowie die Kugeln der Funkenstrecke nicht ganz blank waren. In vielen Fällen war die Entladung ohne Funkenstrecke kontinuierlich, das Einschalten einer noch so kleinen Funkenstrecke bewirkt den plötzlichen Übergang zur diskontinuierlichen Entladungsform, deren Vorhandensein sich nicht nur im Drehspiegel, sondern auch an der plötzlich wachsenden Bedeckung bemerkbar machte. War die Entladung bei kleinem Widerstande kontinuierlich, so ließ sich der Übergang zur diskontinuierlichen Entladung auch durch Vergrößern des Widerstandes erreichen.

Zur Messung der Stromstärke wurde, wie erwähnt, zwischen Funkenstrecke und Erde ein Galvanometer eingeschaltet, dessen Empfindlichkeit [1]) nach bekannter Methode zu $e = 0{,}32$ bestimmt wurde. Die Ausschläge sind bei der kontinuierlichen und bei der diskontinuierlichen Entladungsform gleich groß [2]). Für die nächstfolgenden Versuche kommt die galvanometrisch gemessene Stromstärke indes nicht in Betracht.

Die Tabellen 1 bis 6 enthalten die bei Veränderung der Länge der Funkenstrecke gewonnenen zusammengehörigen Werte der Bedeckung b und der Entladungszahl n. Noch größere Bedeckungen konnten nicht zu Messungen verwandt werden, da die Bedeckung, wenn sie einmal eine bestimmte Größe erreicht hat, keine scharfe Grenze mehr besitzt und oft zwischen verschiedenen Größen hin und her schwankt. Bei weiterer Vergrößerung der Funkenstrecke pflegt sie dann sehr rasch die ganze Kathode zu bedecken. Auch bei kleineren Bedeckungen tritt häufig ein plötzlicher unstetiger Übergang von einem größeren zu einem kleineren

[1]) Unter Empfindlichkeit ist der Ausschlag in Millimeter bei 1 m Abstand zu verstehen, den der Strom von 10^{-6} Amp. gibt.

[2]) Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik, 10. Aufl., 481, 1905.

Wert und umgekehrt bei ganz stetiger Veränderung der Funkenstrecke auf.

Tabelle 1.

$p = 3{,}3$		
b	n	$b.n$
55	400	22 000
45	460	20 700
38	580	22 040
29	750	21 750
22	958	21 076
19	1080	20 520

Tabelle 2.

$p = 4{,}0$		
b	n	$b.n$
87	240	20 880
73	280	20 440
69	300	20 700
64	320	20 480
50	400	20 000
43	480	20 640
30	670	20 100
28	720	20 160
25	820	20 750
3	kontin.	—

Tabelle 3.

$p = 3{,}0$		
b	n	$b.n$
58	288	16 704
43	358	15 494
40	390	15 600
35	430	15 050
29	480	14 152
14	1266	17 724

Tabelle 4.

$p = 2{,}0$		
b	n	$b.n$
60	820	49 200
53	960	50 880
47	1040	48 880
40	1260	50 400
18	3000	54 000

Tabelle 5.

$p = 3{,}3$		
b	n	$b.n$
60	176	10 566
45	236	10 420
38	274	10 412
30	358	10 740
22	528	11 610
12	1172	14 064
2	kontin.	—

Tabelle 6.

$p = 2{,}0$		
b	n	$b.n$
47	664	31 208
45	704	33 580
43	728	31 304
41	780	31 980
33	914	30 162
23	1366	31 418
20	1622	32 440
3	kontin.	—

Statt durch eine eingeschaltete Funkenstrecke kann man die Entladungszahl auch durch eine parallel geschaltete Kapazität,

Tabelle 7.

$p = 4{,}6$		
b	n	$b.n$
10	837	8370
13	700	9100
24	370	8850
30	310	9900
34	285	9960

Tabelle 8.

$p = 2{,}57$		
b	n	$b.n$
18	1400	25 200
22	1100	24 200
33	740	24 440
40	525	21 000
49	465	22 785
70	330	23 100

Tabelle 9.

$p = 1{,}5$		
b	n	$b.n$
41	1750	71 750
47	1460	68 620
51	1030	52 530
58	760	44 080
90	500	45 000

etwa diejenige einer Leidener Flasche, verändern. In den vorstehenden Tabellen 7 bis 9 ist der auf diese Weise beobachtete Zusammenhang zwischen Bedeckung und Entladungszahl mitgeteilt.

Die folgende Tabelle enthält die bei dem Drucke p erhaltenen Bedeckungen bei der kontinuierlichen Entladung und bei der kleinstmöglichen eingeschalteten Funkenstrecke.

Tabelle 10.

p	b_k	b_d
4,6	2,5	7
2,57	4,0	16
1,5	7,5	31

Bezeichnen wir die pro Sekunde übergehende Elektrizitätsmenge, d. i. die galvanometrisch gemessene Stromstärke, mit i_0 und die Zahl der Entladungen mit n, so ist die pro Entladung übergehende Elektrizitätsmenge $\varepsilon = \frac{i_0}{n}$. Hehl fand die Bedeckung direkt proportional der Stromstärke. Bei der diskontinuierlichen Entladung kommt nicht die galvanometrisch gemessene Stromstärke in Betracht, sondern die während einer Entladung pro Zeiteinheit übergehende Elektrizitätsmenge, die wir als die „wahre Stromstärke“ bezeichnen wollen. Sie ist der Quotient aus der pro Entladung übergehenden Elektrizitätsmenge und der mit τ bezeichneten Dauer einer Entladung, also

$$i = \frac{\varepsilon}{\tau} = \frac{i_0}{n\tau}. \qquad 1)$$

Nach Hehl gibt nun die Bedeckung ein Maß für die Stromstärke, und zwar ist

$$b = ci \quad \text{oder} \quad b = \frac{c i_0}{nt}. \qquad 2)$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt

$$\frac{b}{b_0} = \frac{1}{n\tau} \quad \text{oder} \quad \tau = \frac{b_0}{b \,.\, n},$$

wobei b_0 die in manchen Fällen beobachtete Bedeckung bei der kontinuierlichen Entladung bedeutet. Gelten also für kurz dauernde Entladungen die nämlichen Gesetze wie für kontinuierliche, so

kann man aus den obigen Tabellen die Entladungsdauer berechnen. Im folgenden sind die auf diese Weise gefundenen Entladungsdauern angegeben, und zwar bei jedem Druck der entsprechende größte und kleinste berechnete Wert, d. h. die bei jedem Druck auftretenden Entladungsdauern haben innerhalb des beobachteten Bereiches die unter τ_{max} bzw. τ_{min} gegebenen oberen und unteren Grenzen.

Tabelle 11.

p	τ_{max}	τ_{min}
8,0	$39 . 10^{-5}$	$22 . 10^{-5}$
4,0	15	14
3,0	13	9

Tabelle 12.

p	τ_{max}	τ_{min}
3,3	$19 . 10^{-5}$	$14 . 10^{-5}$
3,0	14	12
2,0	10	9
1,8	10	9

Hat man Leidener Flaschen dem Entladungsrohr parallel geschaltet und berechnet ebenso die Entladungsdauern, so erhält man, besonders bei großen Kapazitäten, größere Werte bei demselben Entladungsrohr, als wenn die Entladungszahl durch die Funkenstrecke verändert wird.

Die im folgenden erwähnten Versuche lassen diesen Unterschied noch deutlicher hervortreten. Das hierbei angewandte Entladungsrohr hatte folgende Dimensionen:

Länge des Anoden- und Kathodenteiles je 20 cm
Länge der Kapillare . . . . 6 cm
Weite des Rohres . . . . 50 mm
Weite der Kapillare . . . . 1 mm

Bei einem Druck von etwa 8 mm und einer Stromstärke von $0{,}32 . 10^{-3}$ Amp. war die Bedeckung $b_0 = 12$ cm und die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Entladungen $t_0 = c . 12$ (wobei c eine Konstante ist). Schaltete man eine Kapazität parallel, so wuchs die Bedeckung auf $b_1 = 30$ und die Zeit auf $t_1 = c . 35$. Wenn aber nicht die Kapazität, sondern die Funkenstrecke dazu benutzt wurde, b und t zu variieren, und ihre Schlagweite so gewählt wurde, daß wieder die Bedeckung $b_2 = 30$ war, so ergab sich $t_2 = c . 16{,}4$. Bei einer größeren Kapazität fand ich für $b_1 = b_2 = 59$ die Werte $t_1 = c . 61$ und $t_2 = c . 40$. Da nun

nach früherem $b = \frac{ci}{n\tau} = \frac{cit}{\tau}$ oder $\tau = \frac{cit}{b}$ ist, so müssen, da i und b konstant gehalten werden, die Entladungsdauern in beiden Fällen direkt proportional den Zeiten zwischen zwei aufeinander folgenden Entladungen und somit den Elektrizitätsmengen sein. Gehen also bei demselben Druck und derselben Stromstärke gleichviel Entladungen pro Sekunde durch ein Entladungsrohr, geht somit bei jeder Entladung die gleiche Elektrizitätsmenge über, so ist, wie zu erwarten, die Dauer der durch die Kapazität beeinflußten Entladung größer als der durch die Funkenstrecke bedingten.

Beim folgenden Versuch wurde zuerst die Kapazität, dann unter genau den gleichen Umständen die Funkenstrecke eingeschaltet. Die Stromstärke wurde so groß gewählt, daß ohne Einschalten von Kapazität bzw. Funkenstrecke kontinuierliche Entladung eintrat; der Druck war wieder 8 mm. Es wurden sieben verschiedene, der Größe nach wachsende Kapazitäten benutzt. Über den Zusammenhang zwischen Kapazität und Entladungszahl vgl. meine Inaug.-Dissert. Erlangen 1909.

Tabelle 13. Kapazität parallel.

b	n	$b \cdot n$	$\tau \cdot 10^5$	b	n	$b \cdot n$	$\tau \cdot 10^5$
3	∞	∞	—	33	124	4092	73
11	1002	11 022	28 [1])	40	87	3480	86
20	256	5 120	59	58	56	3248	92
24	179	6 981	43	78	49	3254	92
27	154	4 158	72				

Tabelle 14. Funkenstrecke eingeschaltet.

b	n	$b \cdot n$	$\tau \cdot 10^5$	b	n	$b \cdot n$	$\tau \cdot 10^5$
11	1002	11 022	28	45	346	15 570	19
19	864	16 416	18	52	288	14 976	20
24	691	16 584	18	61	256	16 616	18
37	432	16 014	18				

[1]) Hierbei ist keine Kapazität eingeschaltet, sondern statt der kontinuierlichen Entladung die diskontinuierliche eingetreten.

Es zeigt sich also: Die Dauer der Entladung wächst mehr und mehr, wenn die parallel geschaltete Kapazität größer und größer wird, dagegen weist sie bei vorgeschalteter Funkenstrecke mit zunehmender Schlagweite keine beträchtlichen Veränderungen auf.

Wenn die Entladung weder durch eine Kapazität noch durch eine Funkenstrecke beeinflußt wird, so zeigt sich bezüglich der Bedeckung folgendes:

Man kann die galvanometrisch gemessene Stromstärke dadurch verändern, daß man die Geschwindigkeit des die Influenzmaschine treibenden Motors ändert. Hierbei ändert sich die Zahl der Entladungen voraussichtlich proportional der Geschwindigkeit des Motors, also auch proportional der Stromstärke i_0. Dann bleibt die pro Entladung übergehende Elektrizitätsmenge dieselbe, denn $\varepsilon = \frac{i_0}{n}$. Trotzdem aber würde die Bedeckung, wenn man i und damit n verkleinerte, größer. Es betrug z. B. die Länge der Bedeckung bei einer Rotationsgeschwindigkeit des Motors von 176 Touren pro Minute 33 mm, verringerte man jene bis zu 88 Touren, so nahm die Bedeckung auf 39 mm zu, also um etwa 20 Proz. Dieses Verhalten wurde bei verschiedenen Drucken beobachtet. Daß in der Tat die pro Entladung übergehende Elektrizitätsmenge die gleiche ist, wenn i variiert wird, beweist der folgende, bei einem Drucke von 7,7 mm angestellte Versuch. α ist der Galvanometerausschlag, t ist proportional der Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Entladungen. In der vierten Reihe sind zugleich die jeweiligen Werte der Bedeckung angegeben.

Tabelle 15.

α	t	αt	b	α	t	αt	b
380	7	2660	16	100	23	2300	16
290	8	2320	15	85	27	2395	17
260	9	2340	15	75	36	2520	18
200	12	2400	15	55	44	2420	19
170	15	2550	15		Mittel 2434		

Die pro Entladung übergehende Elektrizitätsmenge berechnet sich hieraus zu $4{,}53 \cdot 10^{-7}$ Coulomb.

Aus diesen Versuchen geht hervor, daß die Länge der Bedeckung nicht nur von der pro Entladung übergehenden Elektrizitätsmenge, sondern auch von der Entladungsdauer abhängig ist.

Ich versuchte auch, die Entladungsdauer mittels des rotierenden Spiegels direkt zu bestimmen. Dies ist bei geeigneter Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels und Entfernung des Spiegels von der Kapillare wenigstens bei höheren Drucken gelungen. Bei diesen betrugen die Verbreiterungen der Entladungsbilder bei mäßiger Rotationsgeschwindigkeit bis zu 11 mm und darüber; nach der der Zeit nach vorausgehenden Seite waren die Bilder scharf begrenzt, während sie nach der anderen allmählich an Intensität abnahmen.

Die Funkenstrecke wurde bei diesen Versuchen nicht eingeschaltet. Die in folgender Tabelle für die Entladungsdauern berechneten ungefähren Werte zeigen ebenso wie die obigen das Zunehmen derselben mit wachsendem Druck.

Tabelle 16.

p	t	p	t
1,7	14.10^{-5}	20,0	100.10^{-5}
3,4	21	30,0	160
7,0	36		

Es geht hieraus hervor, daß diese direkt beobachteten Werte mit den oben berechneten für die tieferen Drucke gut übereinstimmen. Für die höheren Drucke läßt sich aus der Messung der Bedeckungen kein Resultat gewinnen, da diese hierbei viel zu klein werden.

Vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1907/08 im physikalischen Institut der Universität Erlangen ausgeführt. Für die Anregung und gütige Unterstützung bei der Ausführung derselben bin ich meinem hochverehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. E. Wiedemann zu großem Danke verpflichtet, ebenso Herrn Prof. Dr. R. Reiger für seine wertvollen Ratschläge.

Über Gitterkopien mit metallischer Oberfläche; von E. Gehrcke u. G. Leithäuser.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. Juli 1909.)
(Vgl. oben S. 291.)

Die im Handel befindlichen, z. B. durch THORPE-Manchester hergestellten Kopien von Beugungsgittern werden allgemein im durchgehenden Licht verwendet. Benutzt man das Gitter als Reflexionsgitter, so ist das Spektrum meist sehr lichtschwach.

Wir haben festgestellt, daß man derartige transparente Gitter dadurch in metallisch reflektierende verwandeln kann, daß man sie im geeigneten Vakuum durch Kathodenzerstäubung mit einem gleichmäßigen, dünnen metallischen Überzug, z. B. von Platin, überzieht[1]). Ein so präpariertes Gitter ist hinsichtlich der Lichtstärke einem Gitter äquivalent, das auf eine dicke Metallplatte geritzt ist.

Es mag bedenklich erscheinen, ein so zartes Objekt wie ein Gitter einem so heftigen Prozeß wie der kathodischen Zerstäubung auszusetzen, zumal die transparenten Gitterkopien aus verhältnismäßig leicht zersetzbarer Substanz (Celluloid u. dgl.) bestehen. Vorversuche haben uns indessen gezeigt, daß bei genügender Vorsicht ein gleichmäßiger Metallspiegel auch auf recht empfindlichen Schichten, z. B. von Gelatine, erhalten werden kann. Die Bedingungen, die im allgemeinen innezuhalten sind, wenn man mit Hilfe der Kathodenzerstäubung homogene und saubere Metallspiegel erzeugen will, hat der eine von uns[2]) bereits früher dargelegt; es sei hier in Kürze daran erinnert, daß es vor allem darauf ankommt, während des Zerstäubungsprozesses:

---

[1]) G. QUINCKE hat Glasgitter chemisch versilbert und nach geeigneter Verstärkung des Silberniederschlages direkt eine aus dickem Metall bestehende Kopie hergestellt (Pogg. Ann. 146, 44 ff., 1872).

[2]) G. LEITHÄUSER, ZS. f. Instrkde. 28, 113 u. 114, 1908.



1. Spuren von Fremdgasen, wie Feuchtigkeit, Sauerstoff, Quecksilberdampf, organische Dämpfe aus dem Entladungsraume fernzuhalten.

2. Den Druck des Gases beim Zerstäuben möglichst konstant zu lassen und ihn ungefähr so abzumessen, daß das der Kathode gegenübergestellte, gleichmäßig zu bestäubende Objekt vom HITTORFschen Dunkelraum (d. h. vom inneren Saum des negativen Glimmlichtes) nahezu berührt wird.

3. Die durch das Rohr gehende Stromstärke nicht zu groß zu wählen.

4. Die zerstäubende Elektrode immer als Kathode zu benutzen; Stromwechsel müssen also unterbleiben.

Bei dem von uns benutzten Zerstäubungapparat wurde eine mit Platinfolie überzogene, kreisförmige Aluminiumplatte von 8 cm Durchmesser als Kathode verwendet, die auf der Rückseite durch eine Glimmerscheibe geschützt war. Der Kathode stand in 2,5 cm Abstand das zu bestäubende Transparentgitter parallel gegenüber. Der HITTORFsche Dunkelraum betrug etwa 2,3 cm. Als Gasfüllung benutzten wir reinen, über Schwefelsäure getrockneten, vorher durch Kaliumpermanganat geleiteten Wasserstoff, der einem KIPPschen Apparat entnommen war. Vor dem Zerstäuben und während desselben wurde ein mit dem Zerstäubungsraum kommunizierendes, mit Kokosnußkohle gefülltes Ansatzgefäß dauernd in flüssiger Luft gekühlt, und so für sofortige Beseitigung jeder Spur von Fremdgasen, wie Sauerstoff, Feuchtigkeit usw. Sorge getragen. Als Stromquelle diente ein mit dem Wechselstrom der Charlottenburger Zentrale gespeister, großer Induktor; an die Sekundärspule desselben war der Zerstäubungsapparat und eine kleine Ventilröhre gelegt, die ein mit Baryumcalciumoxyd überzogenes Platinblech als Kathode enthielt. Durch diese Anordnung wird bewirkt, daß nur die eine Phase des (transformierten) Wechselstromes durch den Zerstäubungsapparat hindurchfließt, so daß die zerstäubende Fläche stets Kathode bleibt. Die Zerstäubungsstromstärke betrug 5 Milliampere. Nach etwa zweistündiger, mehrfach durch Pausen von einigen Minuten unterbrochener Exposition war das Transparentgitter von einem nahezu undurchsichtigen Platinüberzug bedeckt und konnte dann als Reflexionsgitter dienen, das an Lichtstärke mit einem ROWLANDschen Metall-



gitter vergleichbar war. — Wenn die Platinschicht noch nicht dick genug war, wurde sie von neuem bestäubt.

Es mag bemerkt werden, daß ein von HILGER-London erhaltenes, kleines Transparentgitter von 26 × 22 mm Gitterfläche nach der Verwandlung in ein metallisch reflektierendes Gitter hinreichte, um die Beugungsspektren der verschiedenen Ordnungen auf einem Projektionsschirm hell zu entwerfen und in der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft zu demonstrieren.

Die optischen Eigenschaften der von uns mit Platin bestäubten Gitter hatten nicht im geringsten durch die Prozedur des Zerstäubens gelitten; das Gitter zeigte nach wie vor alle Eigentümlichkeiten der Spektrallinien, auch die Geister fanden sich in charakteristischer Anordnung und am gleichen Orte wieder. Das einzige, was eine Änderung erfahren hatte, war die Lichtstärke. Hiernach erscheint es nicht ganz ausgeschlossen, eine Reihe identischer Kopien mit metallischem Reflexionsvermögen von einem ausgezeichneten Originalgitter herzustellen und dann alle diese Kopien zu einem einzigen, großen Gitter zu vereinigen, das an Auflösungskraft und Intensität das Original übertrifft.

Charlottenburg, Physik.-Techn. Reichsanstalt, Juli 1909.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. 15. August 1909. Nr. 15.

Thermodynamische Behandlung einiger Eigenschaften des Wassers. I.

Von W. Nernst.

(Aus dem physikalisch-chemischen Institut der Universität Berlin.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. Juli 1909.)

(Vgl. oben S. 291.)

Die thermodynamische Behandlung der Dampfspannungskurve des Wassers auf Grund der Gleichung von CLAUSIUS-CLAPEYRON

$$\lambda = T\frac{dp}{dT}(v - v_0) \qquad 1)$$

[λ Verdampfungswärme, v Volumen des gasförmigen, v_0 des flüssigen Wassers, alle Größen auf ein Mol = 18,014 g H_2O bezogen, T absolute, d. h. von — 273,09 [1]) an gezählte Temperatur, p Dampfdruck] wird zunächst durch den Umstand erschwert, daß der Dampf des Wassers bei höheren Drucken nicht dem einfachen Gasgesetze

$$pv = RT \qquad 2)$$

gehorcht. Die Anwendung der Gleichung von VAN DER WAALS ist sehr umständlich und meistens, besonders was den Einfluß der Temperatur anlangt, zu ungenau; aber eine andere Auffassung,

[1]) D. BERTHELOT, ZS. f. Elektrochem. 10, 621, 1904.

die außerdem zu relativ einfachen und durchsichtigen Formeln führt, paßt sich den Beobachtungen gut an, wie in dieser und der folgenden sich daran anschließenden Notiz von H. LEVY gezeigt werden soll.

§ 1. **Aufstellung einer Zustandsgleichung für gasförmiges Wasser.** Schon früher[1]) habe ich darauf hingewiesen, daß die Abweichungen des Wasserdampfes vom Gesetz von AVOGADRO und den Gasgesetzen überhaupt, die bei höheren Drucken deutlich hervortreten, auf Bildung von Doppelmolekülen, d. h. auf die Einstellung eines Gleichgewichtes

$$(H_2O)_2 = 2\,H_2O$$

zurückzuführen sein dürften. Hierfür spricht auch der Umstand, daß Wasser in Äther gelöst Doppelmoleküle bildet, und ferner die bekannte Tatsache, daß flüssiges Wasser zu den sich assoziierenden Substanzen gehört.

Für die in dieser Arbeit befolgten Ziele ist es übrigens irrelevant, ob die erwähnten Abweichungen wirklich ausschließlich oder nur teilweise oder überhaupt gar nicht diese Ursache haben; es genügt der in der folgenden Arbeit von LEVY geführte Nachweis, daß die Zustandsgleichung für Wasserdampf, die auf Grund obiger Annahme aufgestellt wurde, die bisherigen Messungen der Dichte und ferner auch der spezifischen Wärme in ganz ausgezeichneter Weise wiedergibt. Trotzdem ist es natürlich ganz gut möglich, daß die betreffenden Abweichungen teilweise eine andere Ursache haben, daß aber die Konstanten in der weiter unten aufgestellten Zustandsgleichung sich so bestimmen ließen, daß auch diesen andersartigen Abweichungen Rechnung getragen wird.

Bezeichnen wir die theoretische Dichte des Wasserdampfes mit Δ, die beobachtete mit δ, so wird der Dissoziationsgrad γ

$$\gamma = \frac{\delta - \Delta}{\delta} \qquad 3)$$

[1]) ZS. f. physik. Chem. 8, 135, 1891, woselbst auch der Nachweis geführt wurde, daß Wasser in ätherischer Lösung in erheblichen Mengen Doppelmoleküle bildet; Theoret. Chem. S. 62, IV. Aufl., 1903. Ein Versuch von BOSE (ZS. f. Elektrochem. 14, 269, 1908), die obige Auffassung rechnerisch durchzuführen, führte infolge Benutzung eines augenscheinlich unbrauchbaren Beobachtungsmaterials zu ziemlich falschen Ergebnissen.

und die Gleichung der Reaktionsisochrone liefert

$$\log^{10} \frac{\delta \gamma^2}{1-\gamma^2} = -\frac{Q}{4{,}571\,T} + B + \log^{10} \frac{T}{p}. \tag{4}$$

Levy findet bei Diskussion der bisherigen Messungen der Dichte und der spezifischen Wärme des Wasserdampfes:

$$Q = 2519, \quad B = 0{,}1384.$$

Wir haben also die thermochemische Gleichung:

$$2\,H_2O = (H_2O)_2 \ldots 2519 \text{ cal.}$$

§ 2. Dampfspannungskurve des Wassers. Da somit durch Gl. 4) auch die Werte von v in Gl. 1) gegeben sind, so wird die letztere integrabel, wenn wir λ als Temperaturfunktion einführen.

Man überzeugt sich aber leicht, daß man auf äußerst diffizile Rechnungen stoßen würde, wenn man dies direkt ausführen wollte. Folgender Kunstgriff aber erleichtert die Sache ungemein.

Im Sinne des § 1 haben wir dem flüssigen Wasser einerseits einen Dampfdruck der einfachen, sodann einen solchen der Doppelmoleküle zuzuschreiben; der beobachtete Dampfdruck p ist

$$p = p' + p'',$$

worin sich die mit einem einfachen Index versehenen Größen auf die einfachen, die mit einem doppelten Index versehenen auf die doppelten Moleküle beziehen mögen. Ferner gilt

$$p' = p\,\frac{2\,\gamma}{1+\gamma}, \tag{5a}$$

$$p'' = p\,\frac{1-\gamma}{1+\gamma}. \tag{5b}$$

Wenn wir p' berechnen, so kennen wir nach Gl. 5a) also auch p. Aber wir haben den Vorteil, daß wir nunmehr mit den Gasgleichungen

$$p'v' = RT \tag{6a}$$

$$p''v'' = RT \tag{6b}$$

operieren dürfen, die auf den Dampf als solchen im Dissoziationsgebiet natürlich nicht anwendbar sind.

Wir wollen nun setzen

$$\lambda' = (\lambda'_0 + \alpha T + \beta T^2)\left(1 - \frac{v_0}{v'}\right) \tag{7}$$

und zwar wollen wir uns auf die Temperaturen $T = 273{,}09$ bis 373,09 beschränken. In diesem Gebiete ist v_0/v' höchstens $^1/_{1600}$, also nur ein ganz kleines Korrektionsglied, und wir können offenbar durch eine minimale Änderung der Werte von α und β es erreichen, daß der zweite Faktor auf der rechten Seite der Gleichung 7) dadurch ausgeglichen wird. Dieser an sich natürlich willkürliche aber durchaus erlaubte Ansatz wird uns die Integration später sehr erleichtern. Ferner gilt

$$\frac{d\lambda'}{dT} = C_p' - c, \tag{8}$$

worin C_p' die Molekularwärme der Moleküle H_2O und c diejenige des flüssigen Wassers bedeuten. Beide Werte ändern sich in dem betrachteten Temperaturintervall prozentisch nur sehr wenig; es ist wichtig, dies zu konstatieren, weil daraus folgt, daß sich λ durch Gl. 7) mit einer völlig ausreichenden Genauigkeit darstellen lassen muß.

Führen wir nunmehr in die Gleichung

$$\lambda' = T\frac{dp'}{dT}(v' - v_0)$$

die Gasgleichung 6) ein, so wird

$$\lambda' = T^2\frac{d\ln p'}{dT}\left(1 - \frac{v_0}{v'}\right).$$

Die Kombination mit Gl. 7) und die Integration, die, weil das Glied $(1 - v_0/v')$ herausfällt, sehr einfach ist, liefert

$$\ln p' = -\frac{\lambda_0'}{RT} + \frac{\alpha}{R}\ln T + \frac{\beta}{R}T + J, \tag{9}$$

worin J die Integrationskonstante bedeutet; setzen wir die Gaskonstante $= 1{,}985$ (vgl. weiter unten) und führen gewöhnliche Logarithmen ein, so wird

$$\log p' = -\frac{\lambda_0'}{4{,}571\,T} + \frac{\alpha}{1{,}985}\log T + \frac{\beta}{4{,}571}T + J'. \tag{10}$$

Um das Resultat kurz zusammenzufassen, so liefert also die Kombination der Gleichungen

$$\log\frac{\delta\gamma^2}{1-\gamma^2} = \frac{2519}{4{,}571\,T} + 0{,}1384 + \log\frac{T}{P}; \tag{4}$$

$$p = p'\frac{1+\gamma}{2\gamma}; \tag{5a}$$

$$\log p' = -\frac{\lambda'_0}{4{,}571\,T} + \frac{\alpha}{1{,}985}\log T + \frac{\beta}{4{,}571}\,T + J' \qquad 10)$$

die Möglichkeit, die Dampfdruckkurven des Wassers durch Bestimmung der vier Konstanten λ'_0, α, β, J' zu ermitteln. Davon sind aber nach Gl. 7)

$$\lambda' = (\lambda'_0 + \alpha T + \beta T^2)\left(1 - \frac{v_0}{v'}\right) \qquad 7)$$

λ'_0, α, β durch die Verdampfungswärme der einfachen Moleküle H_2O und durch die spezifischen Wärmen des flüssigen Wassers[1]) und des Wasserdampfes bestimmt, so daß als für die Dampfspannungskurve allein charakteristisch — die γ-Werte sind ja, wie oben auseinandergesetzt, durch die Dichten oder die spezifischen Wärmen des Wasserdampfes gegeben — nur die Integrationskonstante J' übrig bleibt.

§ 3. **Numerische Rechnungen.** Für die Durchführung der Rechnungen, bei denen ich mich großenteils der außerordentlich handlichen Monopol-Rechenmaschine bediente, wurde folgender Weg eingeschlagen.

Zunächst liefert Gl. 4) für gesättigten Wasserdampf folgende von Levy berechnete Werte von γ:

Tabelle 1.

t	0	10	20	30	40	50
γ	0,998 96	0,998 30	0,997 30	0,995 95	0,994 00	0,991 78

t	60	70	80	90	100
γ	0,988 18	0,984 03	0,978 95	0,972 80	0,965 50

Es ist in prinzipieller Hinsicht zu beachten, daß die γ-Werte in diesem Temperaturintervall nur die Rolle von kleinen Korrektionsgrößen spielen; man braucht also zu ihrer Auswertung die Dampfspannungskurve des Wassers nur in roher Annäherung zu kennen.

[1]) Betreffs der spezifischen Wärme des Wassers vgl. Dieterici [Ann. d. Phys. (4) 16, 610, 1905]; daß die spezifische Wärme des Wasserdampfes bei tieferen Temperaturen sich wenig ändert, schließen Holborn und Henning, ibid. 23, 842, 1907.

Zur Ermittelung von λ'_0, α, β und J' wurden die von HOLBORN und HENNING [1]) kürzlich für $t = 0$, 50 und 100° gegebenen Werte benutzt; um über den Einfluß des Gliedes β einen Aufschluß zu gewinnen, wurde einmal unter der Annahme, daß die Molekularwärme des Wasserdampfes rascher ansteigt als die des Wassers für β ein durch Schätzung gewonnener kleiner positiver Wert eingesetzt, ein zweites Mal wurde β einfach gleich Null gesetzt. Es ergaben sich so folgende beide Systeme von Gleichungen:

I.

$$\lambda' = (13\,399 - 9{,}806\,T + 0{,}000\,225\,T^2)\left(1 - \frac{v'}{v_0}\right)$$

$$\log p' = \log p + \log \frac{1+\gamma}{2\gamma}$$

$$= -\frac{2931{,}4}{T} - 4{,}94 \log T + 0{,}000\,049\,6\,T + 23{,}416\,48.$$

II.

$$\lambda' = (13\,371 - 9{,}645\,T)\left(1 - \frac{v'}{v_0}\right)$$

$$\log p' = \log p + \log \frac{1+\gamma}{2\gamma} = -\frac{29\,252{,}1}{T} - 4{,}859 \log T + 23{,}210\,08.$$

Die folgende Tabelle enthält die beobachteten und die nach I bzw. II berechneten Werte von p:

Tabelle 2.

t	p beob.	p ber.	
		I	II
0	4,579	(4,579)	(4,579)
10	9,205	9,192	9,193
20	17,51	17,49	17,51
30	31,71	31,74	31,75
40	55,13	55,20	55,20
50	92,30	(92,30)	(92,30)
60	149,19	149,11	149,11
70	233,53	233,31	233,32
80	355,1	354,74	354,77
90	525,8	525,45	525,48
100	760,0	(760,00)	(760,02)

[1]) Ann. d. Phys. (4) 26, 833, 1908.

Sowohl die unter I wie die unter II befindlichen Zahlen schließen sich den Messungen gut an; die Abweichungen bleiben meistens unter ein Promille. Der weitgehende Parallelismus zwischen den Zahlenreihen I und II beweist, daß es auf den Wert des jedenfalls sehr kleinen Koeffizienten β nicht sonderlich ankommt; da offenbar die Zahlen II eher etwas besser stimmen, so können wir ihn überhaupt gleich Null setzen. Die Genauigkeit der Messungen erlaubt offenbar nicht, β und damit den Temperatureinfluß auf die Differenz der Molekularwärmen zwischen flüssigem Wasser und H_2O-Dampf abzuleiten, sondern gestattet nur den Schluß, der ja auch mit den direkten Messungen stimmt, daß im betrachteten Temperaturgebiet dieser Einfluß jedenfalls sehr klein ist.

Auffällig in Tab. 2 ist aber die Differenz zwischen Beobachtung und Rechnung in dem neuerdings so genau untersuchten Gebiete von 60 bis 90°. Hier ist aber zu bedenken, daß wir den Wert bei 50°, der zudem an prozentischer Genauigkeit den bei höheren Temperaturen gefundenen Zahlen nachstehen dürfte, als absolut richtig angenommen haben. Um auch die anderen Messungen zu berücksichtigen, müssen wir ihn ein wenig erhöhen und zwar, wie ich durch Probieren ermittelte, auf 92,39, also um den nur kleinen Betrag von noch nicht 0,1 mm.

Nach den soeben mitgeteilten vorläufigen Rechnungen (die übrigens nur ein kleiner Teil der wirklich ausgeführten sind) wurden schließlich aus den Werten

$$t = 0^\circ \quad 50^\circ \quad 100^\circ$$
$$p = 4{,}579 \quad 92{,}39 \quad 760{,}0$$

unter der Annahme, daß β sehr klein ist, folgende Formeln abgeleitet:

$$\lambda' = (13422 - 9{,}806\, T)\left(1 - \frac{v'}{v_0}\right); \qquad 11)$$

$$\log p' = \log p + \log \frac{1+\gamma}{2\gamma}$$
$$= -\frac{29\,363{,}9}{T} - 4{,}94 \log T + 23{,}44837, \qquad 12)$$

die zu den in Tab. 3 verzeichneten Werten führen:

Tabelle 3.

t	p beob.	p ber.	Diff.
0	4,579	4,579	0,000
10	9,205	9,197	+ 0,008
20	17,51	17,506	+ 0,004
30	31,71	31,775	— 0,065
40	55,13	55,251	— 0,121
50	92,30	92,39	— 0,09
60	149,19	149,25	— 0,06
70	233,53	233,49	+ 0,04
80	355,1	354,95	+ 0,15
90	525,8	525,63	+ 0,17
100	760,0	760,02	— 0,02

Die Übereinstimmung läßt nunmehr, außer in dem Gebiete von 30 bis 40°, nichts zu wünschen übrig; hier ist aber zu konstatieren, daß nach der kritischen Zusammenstellung HENNINGS[1]) „zwischen 25 und 80° einwandfreie Messungen gänzlich fehlen" und daß seitdem diese Lücke durch HOLBORN und HENNING nur für das Gebiet von oberhalb 50° ausgefüllt worden ist. Übrigens handelt es sich schließlich auch in dem erwähnten Intervall nur um Differenzen, die durch eine Unsicherheit von etwa 0,03° in der Temperaturmessung ihre Erklärung finden.

Bis auf weiteres wird man wohl in diesem relativ noch unsicheren Gebiete die von mir berechneten Zahlen als die wahrscheinlichsten ansehen dürfen.

§ 4. Verdampfungswärme. Die Formeln 11) und 12) gestatten noch weitere Anwendungen. Betrachten wir das Intervall 0 bis 80°, in welchem das Korrektionsglied $1-\frac{v_0}{v'}$ in Gl. 11) praktisch verschwindet, so liefert Gl. 8):

$$\frac{d\lambda}{dT} = C_p - C = -9,806.$$

Da nun nach DIETERICI (l. c.) in diesem Intervall die mittlere Molekularwärme des Wassers 18,0 beträgt, so folgt für die mittlere Molekularwärme des Wasserdampfes

$$C_p = 8,19.$$

[1]) Ann. d. Phys. (4) 22, 623, 1907.

Dieser Wert, der direkt bisher noch nicht gemessen wurde, bezieht sich also auf etwa 40° und schließt sich den bisherigen Messungen hinreichend an (vgl. nachfolgende Arbeit).

Ferner liefert Gl. 11) direkt die Verdampfungswärme eines Mols unimolekularen Wasserdampfes; in Wirklichkeit findet bei der Verdampfung zugleich eine Bildung von Doppelmolekülen in dem durch Tab. 1 bestimmten Betrage statt. Dadurch wird einerseits das Volumen des gesättigten Wasserdampfes auf das wirkliche bei der Verdampfung stattfindende gebracht und andererseits eine Wärme im Betrage $Q\frac{1-\gamma}{2}$ entwickelt, worin Q die Wärmeentwickelung der Reaktion

$$2\,H_2O = (H_2O)_2$$

bei konstantem Volumen bedeutet (= 2519 nach S. 315). Somit ergibt sich die Beziehung

$$\lambda = \lambda' - Q\frac{1-\gamma}{2}.$$

In der folgenden Tabelle sind die Werte für λ' und λ berechnet und mit den Zahlen von Henning[1]) verglichen.

Tabelle 4.

t	λ'	λ ber.	λ beob.	Diff. in Proz.
0	10 744	10 743	—	—
10	10 646	10 644	—	—
20	10 548	10 545	—	—
30	10 450	10 445	10 441	+ 0,04
40	10 352	10 344	10 344	0,00
50	10 253	10 244	10 243	+ 0,01
60	10 155	10 140	10 140	0,00
70	10 056	10 036	10 034	+ 0,02
80	9 957	9 931	9 928	+ 0,03
90	9 857	9 823	9 818	+ 0,05
100	9 758	9 713	9 704	+ 0,09

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung ist geradezu erstaunlich; Henning selber schreibt seinen Zahlen eine Sicherheit von etwa 1 Promille zu, aber die Differenzen bleiben fast durchgängig sehr erheblich unter diesem Werte.

[1]) Ann. d. Phys. (4) 21, 878, 1906.

Abgesehen davon, daß unsere Formeln 10) und 11) hierdurch eine neue Bestätigung erfahren, darf vielleicht darauf hingewiesen werden, daß wir es hier mit einer wohl ungewöhnlich scharfen Prüfung des zweiten Hauptsatzes zu tun haben. Und wenn wir ferner beachten, daß bei der Anwendung der Gl. 11) und 12) als Proportionalitätsfaktor der Wert 4,571 benutzt wurde, so wird, die Exaktheit des zweiten Hauptsatzes vorausgesetzt, auch dieser Faktor als mit großer Genauigkeit zutreffend erwiesen. Immerhin fällt auf, daß die Differenzen einseitig sind.

Der erwähnte Faktor beruht aber auf folgenden Annahmen:

1. Der absolute Nullpunkt liegt bei — 273,09;

2. Das Volumen eines Mols eines idealen Gases beträgt 22412 ccm bei 0° und 1 Atm.;

3. 1 g-cal ist gleich $41,89 \cdot 10^{6}$ Erg.

Die Annahmen 1. und 2. sind aber wohl auf 0,1 Promille sicher[1]); hingegen wird man bei 3. einen Fehler von fast 1 Promille wohl für möglich halten. Rechnen wir mit dem Werte 41,875, so sinken die Differenzen in Tab. 4 fast überall weit unter 0,5 Promille. Wenn wir annehmen dürfen, daß die Messungen HENNINGS im Durchschnitt vielleicht doch diese Genauigkeit besitzen, so wäre also auch bis zu diesem Grade von Sicherheit der Wert des mechanischen Wärmeäquivalents zu

$$41,875 \cdot 10^{6}$$

bestimmt[2]).

§ 5. Dampfdruck des Eises. Der Dampfdruck des Eises bei 0° ist gleich dem des Wassers (4,579 mm); die Verdampfungswärme des Eises bei dieser Temperatur ist gleich der des Wassers vermehrt um die Schmelzwärme des Eises (79,7 cal pro 1 g). Wenn wir daher die spezifische Wärme von Eis und Wasserdampf kennen, so sind wir in der Lage, die Dampfdruckkurve des Eises für alle Temperaturen zu berechnen und zwar ist es hier nach dem Früheren gestattet, den Wasserdampf wie ein ideales Gas zu behandeln. Da außerdem das Volumen des Eises völlig neben

---

[1]) D. BERTHELOT, ZS. f. Elektrochem. 10, 621, 1904.

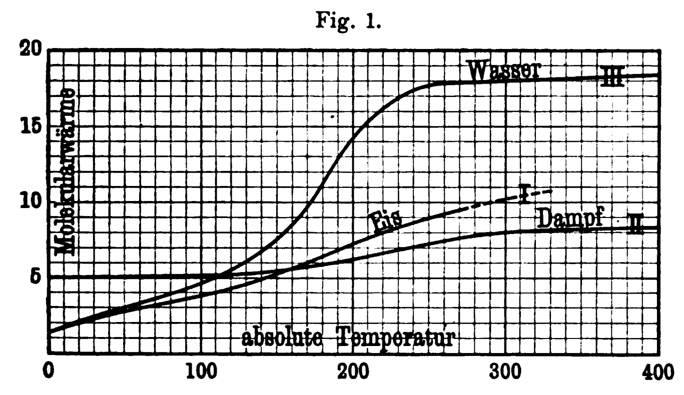
[2]) LUTHER u. SCHEEL leiteten kürzlich als wahrscheinlichsten Wert 41,88 ± 0,02 ab. ZS. f. Elektrochem. 14, 745, 1908; Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 584—590, 1908.

dem des Wasserdampfes verschwindet, so gilt mit größter Genauigkeit

$$\lambda = RT^2 \frac{d \ln p}{dT}. \qquad 13)$$

Die spezifische Wärme des Eises ist von PERSON, REGNAULT, BOGOJAWLENSKY und bei sehr tiefen Temperaturen von DEWAR gemessen worden; wenn die Zahlen auch nicht überall miteinander gut stimmen, so dürfte doch die Kurve I (Fig. 1), die ich nach den vorhandenen Messungen gezeichnet habe, ziemlich annähernd den Verlauf der spezifischen Wärme wiedergeben. Von der spezifischen Wärme des Wasserdampfes können wir nur sagen, daß sie bei tiefen Temperaturen zwar unter den Wert 8,19 herab-

Fig. 1.



gehen, jedoch nicht unter den von der kinetischen Theorie geforderten Minimalwert 5 sinken wird. Indem wir an der (allerdings provisorischen) Annahme [1]) festhalten, daß die Molekularwärme des Dampfes beim absoluten Nullpunkt um 3,5 größer ist als diejenige des Kondensationsproduktes, werden wir dazu geführt, für Wasserdampf die Kurve II als gültig anzunehmen.

Damit sind wir in die Lage versetzt, die Dampfdruckkurve des Eises bis zu beliebig tiefen Temperaturen zu berechnen; denn wenn auch die erwähnten beiden Kurven und zumal ihre Differenz, auf die es ankommt, nicht sehr sicher sind, so bedingen sie immerhin nur Korrektionsglieder, und ein großer Fehler dürfte sehr unwahrscheinlich sein.

[1]) W. NERNST, Sitzungsber. d. Berl. Akad. vom 21. Januar 1909.

Wir setzen also für die Verdampfungswärme des Eises

$$\lambda = 11\,938 + 3{,}5\, T - 0{,}009\,6\, T^2; \qquad 14)$$

dieser Ausdruck genügt einerseits mit hinreichender Annäherung dem Verlauf der erwähnten beiden Kurven und liefert andererseits für $T = 273{,}09$ den sehr exakt bestimmten Wert

$$\lambda = 10\,743 + 18{,}014 \,.\, 79{,}7 = 12\,178.$$

Gl. 13) und 14) liefern

$$\log p = -\frac{2611{,}7}{T} + 1{,}75 \log T - 0{,}002\,10\, T + C', \qquad 15)$$

worin C' sich mit Hilfe des Dampfdruckes von Wasser bei 0° zu 6,5343 ergibt.

Da die Dampfdrucke des Eises bei tiefen Temperaturen bisher nicht bestimmt waren, so habe ich unter Benutzung eines empfindlichen Metallmanometers derartige Messungen ausgeführt, wobei die Temperaturmessung mit Hilfe eines luftthermometrisch von mir geeichten Alkoholthermometers erfolgte, und zwar mit einer Genauigkeit von etwa 0,1°. Die Einzelheiten dieser und einer Anzahl ähnlicher Messungen sollen später eingehend mitgeteilt werden; dieselben sind übrigens bereits vor zwei Jahren ausgeführt. — Nach Abschluß der hier mitgeteilten Rechnungen erscheint soeben die Arbeit von Scheel und Heuse[1]), die eine sehr wertvolle Bereicherung unserer Kenntnisse auf diesem Gebiete bringt; folgende kleine Tabelle enthält den Vergleich beider Beobachtungsreihen:

	t	=	— 30°	— 40°	— 50°
Scheel u. Heuse . .	p	=	0,288	0,096	0,0296
Nernst	p	=	0,291	0,0962	0,0301

Die Unterschiede lassen sich durch eine Unsicherheit von etwa 0,1° in der Temperaturmessung erklären.

Die nebenstehende Tabelle 5 enthält den Vergleich zwischen den von Scheel und Heuse gemessenen und den nach der Gl. 15) berechneten Zahlen. In der letzten Kolumne sind nach Gl. 14) die Verdampfungswärmen berechnet.

Oberhalb $T = 213$ bleiben die Abweichungen zwischen Messung und Rechnung überall unter 1 Proz.; bei noch tieferen

[1]) Ann. d. Phys. (4) 29, 723—737, 1909.

Tabelle 5.

T	p ber.	p beob.	λ
100	$5{,}09 \cdot 10^{-17}$	—	12 192
200	0,001 21	—	12 254
205	0,002 51	0,000 8	12 253
213	0,007 96	0,007 2	12 248
223	0,029 1	0,029 3	12 241
233	0,095 3	0,095	12 232
243	0,282 5	0,285	12 222
253,09	0,775	0,784	12 209
263,09	1,950	1,963	12 194
273,09	4,579	4,579	12 178

Temperaturen fallen die Werte von Scheel und Heuse offenbar viel zu rasch ab und zwar, wie ich vermute, weil der Dampfdruck des Quecksilbers kleine Störungen in den Messungen verursacht hat. Jedenfalls scheint es ganz ausgeschlossen, daß Formel 15) unterhalb 213° plötzlich ungenau werden sollte; vielmehr möchte ich annehmen, daß sie bis zu den tiefsten Temperaturen, wenn auch nicht völlig exakte, so doch immerhin der Wirklichkeit nahe kommende Werte liefert.

Die Integrationskonstante C' in Formel 15) nimmt, wenn man anstatt mit mm Hg mit Atmosphären rechnet, den Wert

$$C = 6{,}534 - \log 760 = 3{,}653$$

an, während eine unter Benutzung der kritischen Daten von mir gegebene Näherungsformel 3,6 lieferte[1]).

§ 6. **Der Dampfdruck des Wassers bei tiefen Temperaturen.** Die Gl. 12) ist in ihrer exakten Gültigkeit auf das Gebiet von 0 bis 100° beschränkt, wenn sie selbstverständlich auch außerhalb desselben innerhalb gewisser Grenzen brauchbar sein wird. Bezüglich der Anwendung auf erheblich höhere Temperaturen wird zu beachten sein, daß einerseits hier die Korrektion wegen der Doppelmoleküle ziemlich beträchtlich werden und daß das Volumen des flüssigen Wassers hier in anderer Weise zu berücksichtigen sein wird; wir wollen darauf hier nicht näher eingehen. Für die Anwendung auf niedere Temperaturen müßten wir den Verlauf der spezifischen Wärme des flüssigen (unter-

[1]) Vgl. darüber meine „Theoret. Chemie“, VI. Aufl., S. 708.

kühlten) Wassers kennen; dieselbe entzieht sich aber bei der Unzugänglichkeit stark unterkühlten Wassers einer direkten Bestimmung, wenn es auch nicht ausgeschlossen erscheint, daß man auch das Wasser, ähnlich wie Quarz und andere Stoffe, im stark unterkühlten (amorphen) Zustande wird herstellen lernen.

Es erscheint aber jetzt schon möglich, wenigstens im großen und ganzen diesen Verlauf anzugeben, wenn man das von mir aufgestellte Wärmetheorem zu Hilfe nimmt. Hiernach muß die Kurve, die den Verlauf der Molekularwärme des flüssigen Wassers wiedergibt, sich beim absoluten Nullpunkte mit der des Eises treffen; ferner muß die Integrationskonstante der Gleichung, welche den Dampfdruck des Wassers bis zu den tiefsten Temperaturen wiedergeben soll, mit derjenigen der entsprechenden Eiskurve identisch sein.

Durch ein, allerdings recht umständliches Probieren gelangte ich so zu folgenden Gleichungen, die den erforderlichen Bedingungen ziemlich gut genügen:

$$\lambda = 11374 + 3{,}5\,T - 0{,}0149\,T^2 - 0{,}09\,.\,10^{-8}\,T^5 + 0{,}0212\,.\,10^{-10}\,T^6; \quad 16)$$

$$\log p = -\frac{2488{,}3}{T} + 1{,}75\log T - 0{,}00326\,T - 0{,}00492\,.\,10^{-8}\,T^4 + 0{,}000928\,.\,10^{-10}\,.\,T^5 + 6{,}5343. \quad 17)$$

Gl. 17) ergibt sich durch Integration von 13) mit Hilfe von 16); es sei ausdrücklich betont, daß beide Formeln nur Näherungsgleichungen sein können; während aber die entsprechenden Formeln 11) und 12) zwar wohl äußerst genau sind, jedoch nur für ein beschränktes Anwendungsgebiet gelten, dürften 16) und 17) umgekehrt zwar nur annähernd zutreffen, aber dafür von etwa $T = 290$ bis zu den tiefsten Temperaturen innerhalb gewisser Grenzen brauchbar bleiben.

Durch Differenziation von 16) erhält man den Unterschied zwischen der Molekularwärme von Dampf und flüssigem Wasser; auf diesem Wege gelangt man zu der Kurve III, Fig. 1. Man sieht sofort, daß der Unterschied der Molekularwärmen von Wasser und Eis nicht entfernt der absoluten Temperatur proportional ansteigt und so erklärt sich, daß die Näherungsregel von TAMMANN [1]), wonach der Schmelzpunkt sich aus dem Quotienten von

[1]) Vgl. darüber meine „Theoret. Chemie“, VI. Aufl., S. 704.

Schmelzwärme und Differenz der spezifischen Wärmen von fester und flüssiger Substanz berechnen läßt, beim Wasser versagt; denn diese gilt nur dann, wie aus dem oben erwähnten Wärmetheorem folgt, wenn in der allgemeinen Gleichung[1]) für die Schmelzwärme

$$U = U_0 + \beta T^2 + \gamma T^3 + \cdots$$

γ und die höheren Koeffizienten sehr klein sind, was zwar in der Regel, nicht aber beim Wasser, zutrifft.

Die folgende Tabelle enthält einige Werte des Dampfdruckes, wie sie sich aus der Näherungsgleichung 17) ergeben:

T	p ber.	p beob.	λ
100	$6{,}6 \cdot 10^{-16}$	—	11 568
200	$2{,}5 \cdot 10^{-3}$	—	11 326
263	2,15	2,15	10 828
273	4,58	4,55	10 732
300	26,5	26,5	10 441
330	127,8	129,0	10 122
360	454,1	456,8	9 876

Die Übereinstimmung ist bis zu ziemlich hohen Temperaturen immerhin recht gut; ebenso stimmen die in der letzten Kolumne mit Hilfe der Näherungsformel 16) berechneten Verdampfungswärmen mit den früher abgeleiteten Werten ziemlich gut überein.

[1]) Vgl. darüber meine „Theoret. Chemie“, VI. Aufl., S. 701.



Thermodynamische Behandlung einiger Eigenschaften des Wassers. II.

Von Herbert Levy.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. Juli 1909.)
(Vgl. S. 291.)

---

§ 1. Zustandsgleichung des Wasserdampfes. In der vorstehenden Arbeit ist darauf hingewiesen worden, daß die Abweichungen des Wasserdampfes vom idealen Gaszustande sich erklären lassen, wenn man eine Dissoziation des Doppelmoleküls in Abhängigkeit von Druck und Temperatur annimmt. Auf Veranlassung von Prof. NERNST hat der Verfasser eine eingehende Untersuchung dieser Frage unternommen, wie sie bereits in entsprechender Weise für Chlor von Dr. PIER[1]) ebenfalls auf Veranlassung von Prof. NERNST durchgeführt worden ist.

Für dissoziierende Gase gilt die Zustandsgleichung

$$\ln \frac{(2\varDelta - \delta)P}{(\delta - \varDelta)^2 T} = -\frac{Q}{RT} + \text{const.} \qquad 1)$$

Für den Dissoziationsgrad γ haben wir die Gleichung

$$\gamma = \frac{\delta - \varDelta}{\delta}.$$

Somit erhalten wir die Beziehung

$$\ln \frac{\gamma^2 \delta P}{(1-\gamma^2)T} = -\frac{Q}{RT} + \text{const.}$$

Wir setzen für $Q = 2519$ und für die Integrationskonstante 0,1384.

Nach Einführung der dekadischen Logarithmen erhalten wir die Gleichungen

$$\left.\begin{array}{ll} \log \dfrac{2\varDelta - \delta}{(\delta - \varDelta)^2} & 1\text{a)} \\[2ex] \log \dfrac{\gamma^2 \delta}{1-\gamma^2} & 2\text{a)} \end{array}\right\} = -\frac{551{,}04}{T} + 0{,}1384 + \log \frac{T}{P}.$$

---

[1]) PIER, ZS. f. phys. Chem. 62, 385—419, 1908.

Daß obige Gleichung den Beobachtungen genügt, geht aus folgender Tabelle hervor, in der die experimentell ermittelten Werte teils von KNOBLAUCH, LINDE und KLEBE[1]) im Münchener Laboratorium (M), teils die von HENNING[2]) nach Messungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (R) veröffentlichten Werte neben den aus unserer Formel berechneten angeführt sind.

Tabelle der Dichten des gesättigten Wasserdampfes.

t^0 C	$\Delta_{ber.}$	$\Delta_{beob.}$	Beobachter	$\Delta_{ber.} - \Delta_{beob.}$	Differenz in Proz.
100	0,6325	0,6317	R	+ 0,0007	0,12
110	0,6350	0,6342	R	— 0,0008	0,12
120	0,6385	0,6378	R	— 0,0007	0,11
130	0,6418	0,6418	R	+ 0,0000	0,00
140	0,6458	0.6463	R	+ 0,0005	0,07
150	0,6501	0,6509	M	+ 0,0008	0,12
160	0,6548	0,6546	M	— 0,0002	0,03
170	0,6599	0,6608	M	— 0,0009	0,14
180	0,6652	0,6667	M	— 0,0015	0,23

Die Abweichungen der berechneten Werte von den beobachteten überschreiten nicht die Grenzen der Beobachtungsfehler.

§ 2. **Berechnung der spezifischen Wärme.** Eine weitere Kontrolle für die Richtigkeit der obigen Zustandsgleichung liefert die Berechnung der spezifischen Wärme des Wasserdampfes. Die wahre spezifische Wärme bei konstantem Druck setzt sich nämlich zusammen:

1. Aus der Molekularwärme bei konstantem Volumen des dissoziierten Teiles des Gases;

2. aus der Molekularwärme des nicht dissoziierten Teiles des Gases;

3. aus der Wärme, die der Arbeit äquivalent ist, welche bei konstantem Druck geleistet wird;

4. aus der Wärme, welche bei der Dissoziation verbraucht wird.

---

[1]) Mitt. üb. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ing.-Wesens, Heft 21.

[2]) Ann. d. Phys. (4) 29, 464, 1909.

Beziehen wir die Molekularwärme des Wasserdampfes auf das Doppelmolekül, so erhalten wir, unter der Annahme[1]), daß die spezifische Molekularwärme des monomolekularen idealen Wasserdampfes halb so groß ist wie diejenige des bimolekularen:

$$C_{p\,\mathrm{real}} = C_{v\,\mathrm{ideal}}^{(\mathrm{H_2O})_2} + A\,P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p + Q\left(\frac{\partial \gamma}{\partial T}\right)_p. \qquad 3)$$

A ist dabei die der Arbeit äquivalente Wärme bei der Ausdehnung bei einem Liter bei Atmosphärendruck = 24,25 cal.

V ist das Molekularvolumen.

Aus der bekannten Beziehung für dissoziierende Gase

$$P\,V = R\,T(1+\gamma)$$

folgt durch Differenziation:

$$P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = R\left[(1+\gamma) + T\left(\frac{\partial \gamma}{\partial T}\right)_p\right]. \qquad 4)$$

Da für R im kalorimetrischen Maßsystem $R\,A$ zu setzen ist, so wird

$$A\,P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = R\left[(1+\gamma) + T\left(\frac{\partial \gamma}{\partial T}\right)_p\right], \qquad 5)$$

$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ läßt sich in folgender Weise berechnen:

Wir hatten die Gleichung

$$\ln \frac{\delta\,\gamma\,P}{(1-\gamma^2)\,T} = -\frac{Q}{R\,T} + \mathrm{const.} \qquad 2)$$

Durch Differenziation erhalten wir

$$\left(\frac{\partial \gamma}{\partial T}\right)_p = \frac{\gamma(1-\gamma^2)\left(\frac{Q}{R}+T\right)}{2\,T^2}. \qquad 6)$$

Durch Einsetzen der gefundenen Werte in die Gleichung 3) erhält man:

$$C_{p\,\mathrm{real}} = C_{v\,\mathrm{ideal}}^{(\mathrm{H_2O})_2} + R(1+\gamma) + R\left[(1-\gamma^2)\frac{\gamma}{2}\,\frac{\frac{Q}{R}+T}{T}\right] + \frac{Q}{T}\left[(1-\gamma^2)\frac{\gamma}{2}\,\frac{\frac{Q}{R}+T}{T}\right].$$

[1]) Wir können uns mit dieser annähernd gültigen Annahme begnügen, weil die Molekularwärme der Doppelmoleküle wegen ihrer stets nur kleinen Konzentration von geringem Einfluß ist.

Bekanntlich ist $C_{v\,\text{ideal}}$ eine Funktion der Temperatur. Es scheint, daß diese Funktion keine lineare ist, sondern einer Kurve zweiten Grades entspricht. Die Werte von $C_{v\,\text{ideal}}$ wurden durch eine graphisch interpolierte Kurve festgestellt, indem wir drei bekannte Punkte derselben benutzten, nämlich bei 450°, bei 270° und bei 40° C. Die ersten beiden Werte für $C_{v\,\text{ideal}}$ (bei 450° und bei 270°) wurden aus zuverlässigen Beobachtungen der wirklichen Molekularwärme C_p berechnet unter Benutzung der obigen Formel für $C_{p\,\text{real}}$. Den dritten Wert (40°) hat Herr NERNST in der vorstehenden Arbeit berechnet.

Es ergeben sich dann für $C_{v\,\text{ideal}}^{(H_2O)_2}$ die folgenden drei Werte:

Für 450° C . . . . . 13,59 [1])
„ 270° C . . . . . 12,79 [1])
„ 40° C . . . . . 12,41.

Außerdem fand Herr NERNST, daß die Werte für $C_{v\,\text{ideal}}$ zwischen 0° und 100° C nur wenig sich ändern.

Die daraufhin angestellte graphische Interpolation ergab folgende Tabelle:

$t°$ C	$C_{v\,\text{ideal}}^{(H_2O)_2}$	$C_{p\,\text{ideal}}^{(H_2O)_2}$	$C_{v\,\text{ideal}}^{H_2O}$	$C_{p\,\text{ideal}}^{H_2O}$
100	12,44	16,41	6,22	8,21
120	12,46	16,43	6,23	8,22
150	12,50	16,47	6,25	8,24
180	12,56	16,53	6,28	8,27
210	12,62	16,59	6,31	8,30
240	12,70	16,67	6,35	8,34
270	12,79	16,76	6,38	8,38
300	12,90	16,87	6,45	8,44
330	13,01	16,98	6,50	8,49
360	13,14	17,11	6.57	8,56
400	13,34	17,31	6,67	8,66
450	13,59	17,56	6,80	8,78
500	13,89	17,86	6,85	8,98

Es läßt sich nunmehr $C_{p\,\text{real}}$ berechnen, und wir können die folgende Tabelle für die spezifische Wärme des Wasserdampfes

[1]) Berechnet nach Messungen von HOLBORN und HENNING, Ann. d. Phys. (4) 23, 809—845, 1907.



t^0 C		$p = 2$ kg	Differenz ber.-beob.	$p = 4$ kg	Differenz ber.-beob.	$p = 6$ kg	Differenz ber.-beob.	$p = 8$ kg	Differenz ber.-beob.
150	$C_{p\,\text{ber.}}$	17,55	+ 0,40	—	—	—	—	—	—
	$C_{p\,\text{beob.}}$	17,15	2,3 Proz.	—	—	—	—	—	—
180	$C_{p\,\text{ber.}}$	17,30	+ 0,22	17,96	0,01	—	—	—	—
	$C_{p\,\text{beob.}}$	17,08	1,3 Proz.	17,94	0,1 Proz.	—	—	—	—
210	$C_{p\,\text{ber.}}$	17,15	0,14	17,64	0,02	18,07	— 0,20	—	—
	$C_{p\,\text{beob.}}$	17,01	0,7 Proz.	17,62	0,1 Proz.	18,27	1,1 Proz.	—	—
240	$C_{p\,\text{ber.}}$	17,08	0,07	17,47	0,00	17,78	— 0,02	18,08	+ 0,04
	$C_{p\,\text{beob.}}$	17,01	0,4 Proz.	17,47	0,0 Proz.	17,80	0,1 Proz.	18,12	0,2 Proz.
270	$C_{p\,\text{ber.}}$	17,09	+ 0,01	17,40	0,00	17,64	0,02	17,86	+ 0,06
	$C_{p\,\text{beob.}}$	17,08	0,06 Proz.	17,40	0,0 Proz.	17,62	0,1 Proz.	17,80	0,3 Proz.
300	$C_{p\,\text{ber.}}$	17,12	— 0,10	17,34	0,13	17,56	0,00	17,74	— 0,02
	$C_{p\,\text{beob.}}$	17,22	0,6 Proz.	17,47	0,7 Proz.	17,56	0,0 Proz.	17,76	0,1 Proz.

aufstellen und führen daneben zum Vergleich die von KNOBLAUCH und JACOB [1]) beobachteten Werte an.

§ 3. Tabellen. Auf Grund der vorstehend mitgeteilten Ergebnisse ist wohl anzunehmen, daß die aus der Zustandsgleichung

Dichte des Wasserdampfes.

t° C	$p = 1$ kg	$p = 2$ kg	$p = 4$ kg	$p = 6$ kg	$p = 8$ kg
	Sättigungstemperatur				
	99°	120°	143°	158°	169°
Dichte bei der Sättigung	0,6317	0,6374	0,6470	0,6539	0,6598
100	0,6318	—	—	—	—
120	0,6299	0,6374	—	—	—
150	0,6280	0,6339	0,6454	—	—
180	0,6266	0,6312	0,6405	0,6492	0,6575
210	0,6253	0,6291	0,6364	0,6433	0,6498
240	0,6246	0,6276	0,6336	0,6393	0,6448
270	0,6241	0,6266	0,6317	0,6364	0,6409
300	0,6237	0,6257	0,6300	0,6340	0,6380
330	0,6234	0,6252	0,6288	0,6323	0,6356
360	0,6232	0,6246	0,6278	0,6308	0,6339
400	0,6229	0,6242	0,6268	0,6394	0,6317
450	0,6227	0,6237	0,6258	0,6279	0,6299
500	0,6224	0,6233	0,6251	0,6269	0,6287

$$\delta_{\text{ideal}}^{H_2O} = 0{,}6216.$$

Dichte des gesättigten Wasserdampfes.

t° C	$\Delta_{\text{gesättigt}}$	t° C	$\Delta_{\text{gesättigt}}$	t° C	$\Delta_{\text{gesättigt}}$
0	0,6218	70	0,6265	130	0,6418
10	0,6220	80	0,6281	140	0,6458
20	0,6223	90	0,6301	150	0,6501
30	0,6227	100	0,6325	160	0,6548
40	0,6233	110	0,6350	170	0,6599
50	0,6242	120	0,6385	180	0,6652
60	0,6252				

[1]) Mitt. üb. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ing.-Wesens, Heft 35—36; die für 400 und 500° extrapolierten Werte sind nicht benutzt, weil nach brieflicher Mitteilung von Prof. KNOBLAUCH an Prof. NERNST diese Werte noch nicht als die definitiven anzusehen sind.

Tabelle
für die Molekularwärme des Wasserdampfes (bezogen auf das Doppelmolekül = 36 g).

t^0 C	p = 0 kg	1 kg	2 kg	4 kg	6 kg	8 kg	10 kg	12 kg	14 kg	16 kg	18 kg	20 kg
	Sättigungstemp.:	99°	120°	143°	158°	169°	179°	187°	194°	200°	206°	211°
	C_p gesättigt:	17,51	18,03	18,57	18,90	19,15	19,32	19,44	19,56	19,63	19,70	19,78
100	16,41	17,50	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
120	16,43	17,29	18,03	—	—	—	—	—	—	—	—	—
150	16,47	17,05	17,55	18,42	—	—	—	—	—	—	—	—
180	16,53	16,94	17,30	17,96	18,50	18,94	19,30	—	—	—	—	—
210	16,59	16,89	17,15	17,64	18,07	18,42	18,72	19,00	19,22	19,43	19,62	—
240	16,67	16,88	17,08	17,47	17,78	18,08	18,34	18,56	18,77	18,95	19,12	19,27
270	16,76	16,93	17,09	17,40	17,64	17,86	18,08	18,23	18,44	18,61	18,76	18,90
300	16,87	17,00	17,12	17,34	17,56	17,74	17,92	18,08	18,24	18,38	18,52	18,62
330	16,98	17,07	17,17	17,34	17,53	17,62	17,85	17,97	18,10	18,21	18,33	18,43
360	17,11	17,19	17,27	17,42	17,55	17,69	17,80	17,93	18,03	18,14	18,24	18,32
400	17,31	17,36	17,42	17,55	17,64	17,76	17,85	17,96	18,04	18,12	18,20	18,28
450	17,56	17,65	17,65	17,74	17,81	17,89	17,99	18,08	18,14	18,20	18,26	18,33
500	17,86	17,90	17,93	18,06	18,06	18,12	18,18	18,23	18,28	18,33	18,39	18,44

berechneten Werte von Dichte und spezifischer Wärme genauer sind, als jede einzelne Messung. Ich habe daher in den vorstehenden Tabellen die obigen Größen für verschiedene Temperaturen und Drucke aus meinen Formeln abgeleitet.

Zum Schluß sei es dem Verfasser gestattet, seinem hochverehrten Lehrer Prof. Dr. NERNST für die in so reichem Maße gewährte Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit seinen ergebensten Dank auszusprechen.

Thermodynamische Behandlung einiger Eigenschaften des Wassers. III.

Von W. Nernst.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. Juli 1909.)

(Vgl. S. 291.)

Der besseren Übersicht willen seien im folgenden die wichtigsten Ergebnisse der beiden vorstehenden Abhandlungen kurz zusammengestellt und in einigen Punkten erweitert.

1. Unter der Annahme, daß die Abweichungen des Wasserdampfes von den Gasgesetzen durch Bildung von Doppelmolekülen veranlaßt werden, wurde eine Zustandsgleichung aufgestellt, die die vorhandenen Dichtebestimmungen gut wiedergibt. Es wurden Tabellen berechnet, welche die Dichte des Wasserdampfes vermutlich genauer als die einzelnen direkten Messungen wiedergeben.

2. So wurde es möglich, mit Hilfe der Gleichung von Clausius-Clapeyron eine Formel für den Dampfdruck des Wassers zu entwickeln, welche die Beobachtungen mit praktisch vollkommener Genauigkeit wiedergibt; die Gültigkeit dieser Formel beschränkt sich jedoch auf das Intervall von 0 bis 100°.

3. Die Molekularwärme des idealen (d. h. hinreichend verdünnten) Wasserdampfes ergab sich bei 40 zu 8,19; dieselbe ist in dem eben erwähnten Temperaturintervall nur wenig (keinesfalls um mehrere Prozent) veränderlich.

4. Die Verdampfungswärme des Wassers zwischen 0 und 100° wurde mit einer Genauigkeit, die bis auf kleine Bruchteile eines Promille gehen dürfte, berechnet und in sehr guter Übereinstimmung mit den direkten Messungen Hennings befunden.

5. Die Übereinstimmung wird vollkommen, wenn man den Arbeitswert der 15° g-cal zu

$$41{,}875 \cdot 10^6 \text{ Erg}$$

annimmt, welche Zahl zugleich einen sehr zuverlässigen Wert des mechanischen Wärmeäquivalents bilden dürfte.

6. Die Verdampfungswärme des Eises bei 0° wurde zu 12178 cal ermittelt, welcher Wert bis auf kleine Bruchteile eines Promille genau sein dürfte.

7. Aus dieser Zahl, ferner aus dem sehr genau bekannten Dampfdruck des Eises bei 0° und aus dem wohl ziemlich sicher bekannten Verlauf der spezifischen Wärmen von Eis und Wasserdampf wurde eine Formel für den Dampfdruck des Eises aufgestellt, die wahrscheinlich bis zu sehr tiefen Temperaturen brauchbar ist und jedenfalls mit den vorhandenen Messungen genügend stimmt.

8. Die „chemische Konstante" des Wasserdampfes ergab sich so zu 3,65, während auf ganz anderem Wege früher 3,6 als Näherungswert abgeleitet war.

9. Unter Hinzuziehung des von mir aufgestellten Wärmetheorems wurde eine Gleichung für den Dampfdruck des flüssigen Wassers aufgestellt, die bis zu den tiefsten Temperaturen mindestens eine Orientierung geben dürfte; zugleich ist damit ein ungefährer Überblick über den Verlauf der spezifischen Wärme des flüssigen Wassers bei sehr tiefen Temperaturen gewonnen (Fig. 1, S. 323).

10. Die unter 1. erwähnte Zustandsgleichung des Wasserdampfes ließ sich fast schärfer noch als an den Dichtebestimmungen an den Messungen der spezifischen Wärme des Wasserdampfes prüfen; auch hier wurde eine Tabelle berechnet, deren Zahlen wiederum genauer als jede einzelne direkte Messung sein dürften.

11. Insbesondere erklärt die Theorie das Minimum der spezifischen Wärme, das Wasserdampf von nicht zu kleinem Drucke zeigt, wenn man ihn bei konstantem Drucke erwärmt; durch die Erwärmung verringern sich zunächst die Doppelmoleküle, deren Dissoziation die Erhöhung der spezifischen Wärme über den bei kleinem Druck herrschenden Wert bedingt, und bei weiterer Erwärmung zeigt sich das Anwachsen der spezifischen Wärme mit der Temperatur, das allen mehratomigen Gasen eigentümlich ist.

12. Auch der Verlauf der spezifischen Wärme des flüssigen Wassers dürfte ähnlich aufzufassen sein; bis etwa 100° abs. zeigt Fig. 1 ein langsames regelmäßiges Ansteigen, dann beginnt die Dissoziation, die ein rapides Anwachsen zur Folge hat. Indem sich bei etwa 250° der Einfluß der Dissoziation verringert, entsteht die weitgehende Konstanz bis etwa 400° abs., der dann wieder der normale, ziemlich beträchtliche Anstieg folgt, der allen

Flüssigkeiten eigentümlich ist. Bekanntlich beobachtet man in völliger Analogie zu dem Verhalten im Gaszustande sogar ein Minimum, das bei etwa 313° abs. liegt.

Es lag in der Natur der Sache, daß mit Wasser bei weitem die genauesten Messungen angestellt worden sind; das anomale Verhalten dieser Substanz hat aber offenbar den Fortschritt unserer Erkenntnis sehr verzögert. Es wäre gewiß von hohem Werte, wenn auch für eine nicht assoziierende Flüssigkeit ein ähnlich exaktes Beobachtungsmaterial erbracht würde, dessen thermodynamische Behandlung sich natürlich erheblich einfacher gestalten würde.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg.	30. August 1909.	Nr. 16.

Über den lichtelektrischen Effekt an Platin und Kupfer im polarisierten ultravioletten Licht;

von Robert Pohl.

(Eingegangen am 5. August 1909.)

Die Herren ELSTER und GEITEL haben in einer Reihe von Arbeiten [1]) den Einfluß der Orientierung der Lichtvektoren auf den lichtelektrischen Effekt untersucht. Sie ließen linear polarisiertes Licht aus dem sichtbaren Spektralgebiet auf die flüssige Oberfläche von Kalium-Natriumlegierung sowie den Quecksilberamalgamen von Rubidium und Cäsium auffallen, fanden eine gewisse Proportionalität des lichtelektrischen Stromes zur absorbierten Lichtmenge und stellten fest, daß der Proportionalitätsfaktor für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht bedeutend größer ist als für parallel zu ihr polarisiertes.

Im Gegensatz zu diesen an flüssigen Alkalioberflächen und mit sichtbarem Licht angestellten Beobachtungen ist für diejenigen Metalle, die eine feste Oberfläche haben, und die, wie die Mehrzahl, nur unter ultravioletten Strahlen Elektronen emittieren, kein

[1]) J. ELSTER und H. GEITEL, Berl. Ber. 1894, S. 134; Wied. Ann. 55, 684, 1895; Berl. Ber. 1895, S. 209; Wied. Ann. 61, 445, 1897; Physik. ZS. 10, 457, 1909; vgl. auch E. v. SCHWEIDLER, Jahrb. d. Rad. u. Elekt. 1, 394 ff., 1904.



Einfluß der Polarisation des Lichtes gefunden worden. Versuche in dieser Richtung sind von LENARD[1]) und E. LADENBURG[2]) angestellt. LADENBURG suchte diese Abweichung von dem Verhalten der im Sichtbaren empfindlichen Alkalien dadurch zu erklären, daß das ultraviolette Licht im Unterschiede von dem langwelligen verhältnismäßig tief in das Metall eindringt. Er zeigte in einer Reihe von Versuchen, daß die durchstrahlte Schichtdicke für die benutzte Wellenlänge von λ = etwa 220 $\mu\mu$ bis zum achtfachen dieser Größe betragen kann, und schloß, daß die im Metall stattfindende Depolarisation und diffuse Zerstreuung des Lichtes den Einfluß der ursprünglichen Orientierung der Lichtschwingungen zerstören müsse.

Es lassen sich jedoch diese negativen Befunde auch auf eine andere Weise erklären: Man kann einen Einfluß der Polarisation nur dann erwarten, wenn die untersuchten Metallschichten für die kurzen Wellenlängen der ultravioletten Strahlung im optischen Sinne Spiegel darstellen. Denn bei einer im Verhältnis zur Wellenlänge rauhen Oberfläche lassen sich weder Einfallswinkel noch Azimut des polarisierten Lichtes definieren.

Da es nun neuerdings möglich ist, mittels des von G. LEITHÄUSER[3]) ausgearbeiteten Verfahrens der Kathodenzerstäubung Spiegel mit vorzüglichem Reflexionsvermögen in einfacher Weise darzustellen, so habe ich es versucht, mit derartigen Spiegeln den Einfluß der Polarisation auf den lichtelektrischen Effekt auch an festen und nur im Ultravioletten empfindlichen Metallen nachzuweisen. Ich bin dabei zu einem positiven Ergebnis gekommen, das ich im folgenden mitteilen möchte.

I. Der lichtelektrische Strom und das Azimut der Polarisation.

Das Licht einer Hg-Hochdrucklampe wurde durch eine senkrecht zur Achse geschnittene Quarzlinse parallel gemacht und fiel dann unter dem Polarisationswinkel auf eine 9 × 12 cm große Platte gewöhnlichen Spiegelglases. Der geeignete Winkel wurde

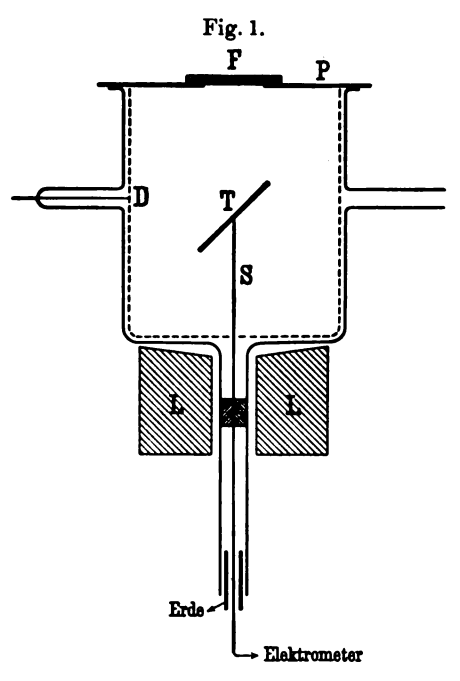
---

[1]) PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902.
[2]) E. LADENBURG, Ann. d. Phys. (4) 12, 558, 1903.
[3]) G. LEITHÄUSER, ZS. f. Instrkde. 28, 113 ff., 1908.

mittels einer zweiten als Analysator dienenden Glasplatte durch die Fluoreszenz eines Baryumplatincyanürschirmes aufgesucht. Das linear polarisierte Licht fiel, mit der Vertikalen einen Winkel von etwa 26° bildend, nach unten auf den in der Fig. 1 dargestellten Apparat.

Ein Glasgefäß von etwa 6 cm Weite ist drehbar in einem Lager *L* (aus Kork) eingesetzt und mit einer 25 mm breiten und 2 mm dicken Flußspatplatte *F* verschlossen. Die Glaswände sind mit einem Drahtnetz *D* ausgekleidet. Ins Innere ragt durch Bernstein isoliert der Metallstab *S* hinein, der an seinem oberen Ende unter 45° einen kleinen Metalltisch *T* trägt. Ein Gefäß mit Kokuskohle und ein kleines Dewargefäß, die an der Drehung des Apparates um die Achse teilnehmen, dienen zur Evakuierung, nachdem das Gas vorher mit einer Ölpumpe bis auf einige hundertstel Millimeter Hg entfernt ist. Der kleine Tisch *T* steht in metallischer Verbindung mit einem stromanzeigenden Quadrantelektrometer an einem Luftwiderstand nach Bronson[1]). Alle Metallteile im Innern sind sorgfältig mit Ruß geschwärzt. Das Netz *D* und die Metallplatte *P* können nach Belieben mit der Erde oder einer Spannungsquelle verbunden werden. Die Längsachse des Apparates fiel mit der Richtung des polarisierten Lichtes zusammen, bildete also einen Winkel von etwa 26° mit der Vertikalen, so daß bei einer Drehung des Apparates um die Achse der Einfallswinkel auf dem Metalltische stets an-

Fig. 1.



---

[1]) H. L. Bronson, Sill. Journ. (4) 19, 185, 1905.

genähert 45° betrug. Ein Teilkreis auf dem Metalldeckel erlaubte den Betrag der Drehung festzustellen. Die auf den lichtelektrischen Effekt zu untersuchende Metallplatte wurde mittels drei kleiner Schrauben auf dem Tische T befestigt. Herr Dr. LEITHÄUSER hatte die Freundlichkeit, eine Reihe von Spiegeln für den vorliegenden Zweck herzustellen.

Zunächst wurde auf eine kreisrunde Glasplatte von 30 mm Durchmesser eine Platinschicht niedergeschlagen. Sie war noch sehr durchsichtig und gab bei einer flüchtigen Probe im BABINETschen Kompensator für sichtbares Quecksilberlicht einen Haupteinfallswinkel von nur etwas über 60°, also nur unwesentlich mehr, als der Polarisationswinkel des Glases (57°) beträgt. KUNDTsche Doppelbrechung konnte zwischen gekreuzten Nicols an der Metallschicht nicht wahrgenommen werden.

In der folgenden Tabelle ist eine Meßreihe über die Abhängigkeit des von der Platinplatte zum Elektrometer abfließenden positiven Stromes vom Azimut des polarisierten Lichtes dargestellt. Die erste Kolumne enthält den Winkel zwischen der Polarisations- und Einfallsebene, die zweite die Ausschläge des Elektrometers und die dritte den lichtelektrischen Strom in Prozenten seines anfänglichen Wertes für das Azimut von 0°.

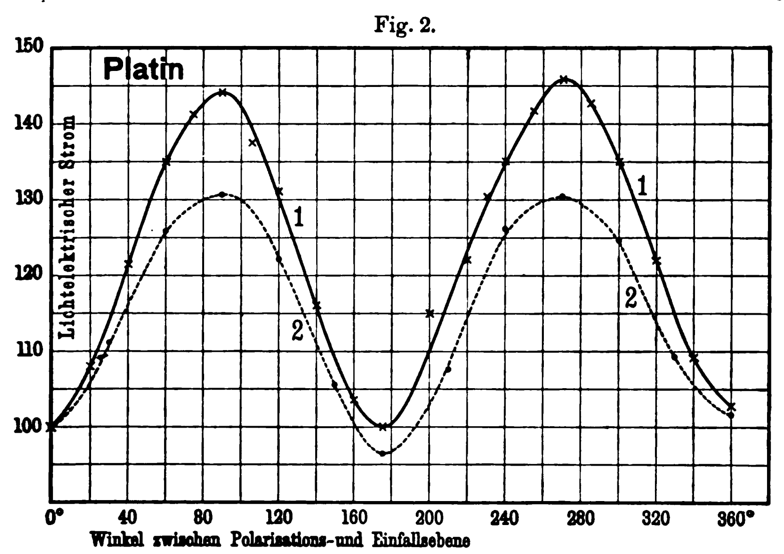
Tabelle 1. Durchsichtige Platinschicht.

Winkel zwischen Polarisations- und Einfallsebene φ	Elektrometerausschläge	Lichtelektrischer Strom in Prozenten	Winkel zwischen Polarisations- und Einfallsebene φ	Elektrometerausschläge	Lichtelektrischer Strom in Prozenten
0	18,5	100,0	340	20,2	109,2
20	20,0	108,0	320	22,6	122,1
40	22,5	121,5	300	25,0	135,1
60	25,0	135,0	285	26,4	142,8
75	26,2	141,3	270	27,0	146,0
90	26,7	144,2	255	26,2	141,8
105	25,5	137,6	240	25,0	135,2
120	24,3	131,2	230	24,2	131,0
140	21,5	116,1	220	22,6	122,1
160	19,2	103,6	200	20,3	115,2
175	18,5	100,0	0	19,0	102,6
360	19,0	102,8			

Die Zahlen sind der Fig. 2, Kurve 1, graphisch aufgetragen. Es ergibt sich demnach eine beträchtliche Zunahme des lichtelektrischen Stromes, und zwar gemessen ohne beschleunigende und verzögernde Felder, wenn man von parallel zu senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht übergeht. Der Strom zeigt ein Maximum, wenn der elektrische Vektor in der Einfallsebene liegt, analog wie bei den flüssigen Alkalioberflächen bei Elster und Geitel.

Gegen diese Messungen lassen sich eine Reihe von Bedenken anführen: Zunächst kann der Einfluß der Polarisation des Lichtes

Fig. 2.



schon durch eine geometrische Unsymmetrie bei der Achsendrehung vorgetäuscht werden durch kleine Verschiebungen oder Formänderungen des durch eine Blende begrenzten Lichtbündels, das auf die Metallschicht auffällt. Um derartige Störungen nach Möglichkeit zu eliminieren, war die benutzte Blende in Kreisform von 5 mm Durchmesser fest auf dem Flußspatfenster angebracht. Dann konnte in einem einfachen Versuch mittels einer Quarzplatte gezeigt werden, daß nicht trotz der angestrebten Achsensymmetrie des Apparates irgend ein geometrischer Einfluß die Kurve 1 verursacht hatte, sondern tatsächlich ein Einfluß des polarisierten Lichtes vorlag. Eine senkrecht zur Achse ge-

schnittene Quarzplatte hat im Ultravioletten eine so große Dispersion der Rotationspolarisation — nach Versuchen GUMLICHS[1]) dreht eine 1 mm-Platte $\lambda = 300\,\mu\mu$ um 100°, $\lambda = 220\,\mu\mu$ um 220° —, daß eine mehrere Millimeter dicke Platte das Licht vollständig depolarisiert.

Wurde eine derartige Quarzplatte von 2 bis 6 mm Dicke direkt oberhalb der Flußspatplatte in den Gang der Strahlen eingeschaltet, während der Winkel φ 0° betrug, so änderte sich die Größe des lichtelektrischen Stromes nicht merklich. Gleichzeitig aber war jeder Einfluß einer Achsendrehung des Apparates beseitigt, und der lichtelektrische Strom war von φ unabhängig, wie die folgende Tabelle 2 zeigt.

Tabelle 2.

φ	0°	90°	270°	90°	175°	270°
Lichtelektrischer Strom im polarisierten Licht (in Prozenten) . .	100,0	144,2	146,0	144,2	100	146
Nach Einschaltung des depolarisierenden Quarzes (in Prozenten)	102,5	100,0	97,5	100,0	100	99

Damit ist die Abhängigkeit des Effektes vom Polarisationszustande des Lichtes erwiesen, aber noch nicht gezeigt, daß der lichtelektrische Strom tatsächlich selbst durch die Lage der Lichtvektoren beeinflußt wird. Es sind da zwei Fehlerquellen zu berücksichtigen: Erstens durchdringt das Licht die Platinschicht, wird von der Glasunterlage reflektiert und erzeugt beim abermaligen Durchgang durch die Metallschicht wiederum Elektronen. Die Menge des vom Glase reflektierten Lichtes hängt vom Azimut der Polarisation ab. Sie ist am größten für $\varphi = 0$ und 180°, also gerade bei den Azimuten, für die der Photostrom am kleinsten ist, und kann daher höchstens den Unterschied gegen die $\varphi = 90$- und 270°-Stellungen verkleinern, nicht aber den tatsächlich gefundenen Anstieg bei 90 und 270° vortäuschen.

Zweitens wird das Licht von der Metallschicht selbst reflektiert und fällt auf den berußten Drahtzylinder und löst dort ebenfalls Elektronen aus, die auf die Platinplatte zuwandern und

[1]) E. GUMLICH, Wied. Ann. 64, 349, 1894.

den von ihr abfließenden positiven Strom verkleinern. Der Betrag des reflektierten Lichtes und somit die Herabsetzung des Stromes erreicht seine größten Werte bei $\varphi = 0$ und $\varphi = 180^0$, würde also qualitativ zur Erklärung der Kurve 1 ausreichen. Doch läßt sich auch dieser Einwand leicht widerlegen; denn der beobachtete Effekt ist unabhängig davon, ob das Drahtnetz auf eine hohe positive Spannung, die alle Elektronen des Rußes zurückhalten muß, aufgeladen oder an die Erde gelegt wird. Zum Beweis seien einige Zahlen für eine Kupferschicht angeführt, da die gleichen Zahlen für die dünne Platinschicht nicht notiert sind:

Tabelle 3.

φ	0^0	90^0	175^0	270^0	360^0
	Lichtelektrischer Strom in Prozenten				
Drahtnetz geerdet . . .	100	131	90	131	100
Drahtnetz auf + 60 Volt	100	134	91	132	97

Die Anschaltung aller Elektronen des Rußes durch das Feld von 60 Volt ergibt also keine Änderung der Beobachtungen, die größer wären als die Helligkeitsschwankungen der Hg-Lampe (vgl. auch die Bemerkung zu Tabelle 4).

Tabelle 4. Platinspiegel.

Winkel zwischen Polarisations- und Einfallsebene φ Grad	Elektrometerausschläge α cm	Lichtelektrischer Strom in Prozenten J
0	27,0	100,0
30	30,0	111,2
60	34,0	126,0
90	35,2	130,6
120	33,0	122,2
150	28,5	105,6
175	26,0	96,5
210	29,0	107,6
240	34,0	126,1
270	35,2	130,4
300	33,7	124,8
330	29,5	109,3
360	27,5	101,9

Nach den Beobachtungen mit der dünnen durchsichtigen Platinschicht wurde ein dicker und nahezu ganz undurchsichtiger Platinspiegel, der auf einer senkrecht zur Achse geschnittenen Quarzplatte niedergeschlagen war, unter den gleichen Bedingungen wie in der Tabelle 1 untersucht. Die erhaltenen Messungen sind in der Tabelle 4 zusammengestellt.

Der unmittelbar folgende Kontrollversuch mit dem depolarisierenden Quarz ergab für die beiden Hauptlagen 0, 90 und 270° 100, 103 und 100 Proz., also Unabhängigkeit des Photostromes vom Azimut. — Die Zahlen dieser Tabelle 4 sind als Kurve 2 in die Fig. 1 eingetragen. Die Unterschiede zwischen den beiden Hauptlagen betragen etwa 30 Proz., während für die dünne Schicht im Mittel 45 Proz. gefunden wurden.

Tabelle 5. Platin.

Winkel zwischen Polarisations- und Einfallsebene φ Grad	α_1	J_1 Proz.	α_2	J_2 Proz.	Mittelwerte $^1/_2(J_1 + J_2)$ des lichtelektrischen Stromes Proz.
0	13,0	100,0	15,5	100,0	100,0
30	14,3	110,1	17,0	109,8	110,0
60	17,2	132,4	20,5	132,1	132,3
90	18,6	143,0	22,2	143,0	143,0
120	17,5	134,8	20,2	130,0	132,4
150	15,0	115,4	17,2	111,0	113,2
170	13,5	103,6	17,5	112,9	108,5
200	—	—	17,3	111,6	111,6
210	16,0	123,2	—	—	123,2
220	—	—	20,0	129,0	129,0
240	19,0	146,2	22,5	145,0	145,6
270	20,0	152,0	25,0	161,0	156,5
300	17,8	137,0	23,5	151,5	144,5
330	14,0	107,8	19,5	125,8	117,3
360	12,0	92,4	17,0	109,6	101,0

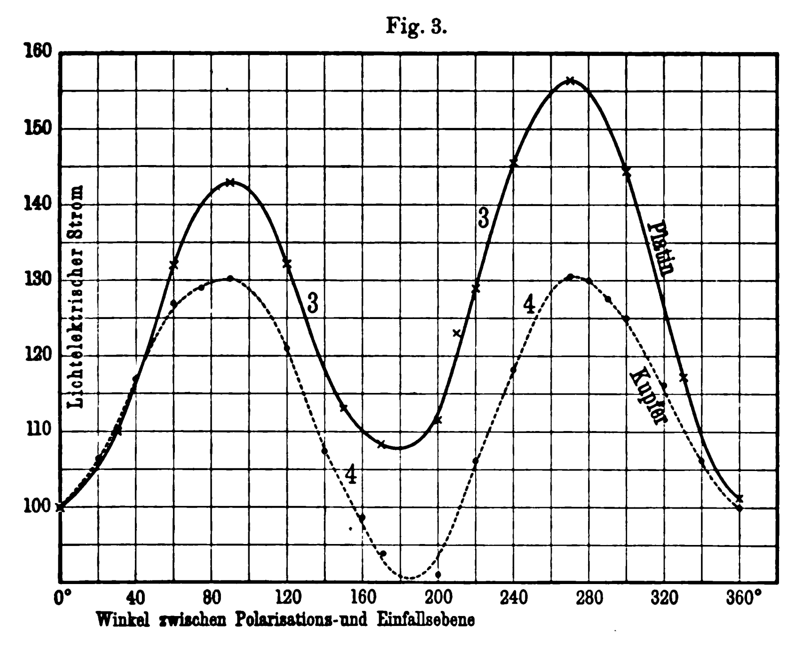
Bei der großen Dispersion im Ultravioletten war zu erwarten, daß die Polarisation des Lichtes bei der Reflexion an der Glasplatte nur partiell sein müsse. Um die Polarisation zu verbessern, wurde die einmalige Reflexion an Glas durch eine zweifache an Quarz ersetzt. Die beiden Quarzplatten waren ⊥ zur Achse ge-

schnitten, das Licht fiel auf sie unter ungefähr 58° und die ganze Anordnung wurde so geändert, daß das polarisierte Licht fortan senkrecht nach unten fiel.

Durch diese Verbesserung der Polarisationseinrichtung gelang es in der Tat, die Unterschiede des lichtelektrischen Stromes für die beiden Hauptlagen des dicken Platinspiegels der Tabelle 4 nicht unbeträchtlich zu erhöhen. Dies zeigen die Ziffern der Tabelle 5, die zwei getrennte Meßreihen sowie deren Mittelwerte wiedergibt.

Der Unterschied des lichtelektrischen Stromes beträgt jetzt zwischen den beiden Hauptlagen 43 und 56,6 Proz., im Mittel

Fig. 3.



50 Proz. gegen 30 Proz. bei der einmaligen Reflexion am Glase. Die Abweichungen, die die Zahlen bei den Azimuten 0, 170 und 360° zeigen, sind durch Helligkeitsschwankungen der Lampe verursacht. Die nicht unbeträchtlichen Differenzen zwischen den Azimuten 90 und 270° mit 143 und 156 Proz. erklären sich daraus, daß die Achse des Apparates nicht genau parallel dem einfallenden Lichte stand, und daher der Einfallswinkel für beide Lagen

etwas verschieden war. Nach den späteren Messungen über den Einfluß des Einfallswinkels genügt eine Abweichung der Achse von der Ebene des elektrischen Vektors im Betrage von etwa 5°, um obige Differenz hervorzurufen. — Die Zahlen der Tabelle 5 sind als Kurve 3 in der Fig. 3 zusammengestellt.

Tabelle 6. Kupfer.

Winkel zwischen Polarisations- und Einfallsebene φ Grad	α_1	J_1 Proz.	α_2	J_2 Proz.	Mittelwerte $\frac{1}{2}(J_1 + J_2)$ des lichtelektrischen Stromes Proz.
0	26,0	100,0	26,5	100,0	100,0
20	27,3	105,0	28,7	108,0	106,5
40	30,5	117,2	31,0	116,9	117,0
60	33,5	128,8	33,2	125,2	127,0
75	—	—	34,2	129,0	129,0
90	35,0	130,9	34,5	130,0	130,4
120	32,5	125,0	31,0	117,0	121,0
140	29,0	111,5	27,6	104,0	107,5
160	26,2	101,0	25,0	94,2	98,6
170	25,2	97,0	24,0	90,5	93,7
200	23,2	89,2	24,5	92,3	90,7
220	28,0	107,7	28,0	105,6	106,1
240	31,0	119,2	31,0	117,0	118,1
270	34,5	132,6	34,2	129,0	130,8
290	33,0	127,0	34,0	128,0	127,5
300	34,0	125,2	33,2	125,0	125,1
320	31,0	119,2	30,0	113,0	116,1
340	28,5	109,6	27,3	103,0	106,3

In gleicher Weise wie diese letzten Messungen an Platin wurde auch an Kupfer die Abhängigkeit des lichtelektrischen Stromes vom Azimut für den Einfallswinkel von 45° aufgenommen. Die benutzten Schichten waren auf Glas niedergeschlagen, das vor der Zerstäubung von seiner Wasserhaut befreit werden muß, wenn eine langsame Oxydierung des Metalls von der Unterlage aus vermieden werden soll. Die Spiegel waren in der Durchsicht nahezu ganz undurchlässig. Zwei auf Kupfer bezügliche Messungsreihen sind mit ihren Mittelwerten in der Tabelle 6 zusammengestellt und als Kurve 4 in der Fig. 3 graphisch eingetragen.

Die Werte für α_1 und α_2, d. h. die Elektrometerausschläge sind nicht den Zahlen für Platin vergleichbar, da sie, ebenso wie bei den einzelnen Reihen für Platin, bei verschiedenen Belastungen der Lampe und etwas wechselnder Elektrometerempfindlichkeit erhalten sind. Diese Zahlen sind, wie alle früheren, den Ablesungen ohne jede Umrechnung entnommen. Die Maximaldifferenz des Photostromes in den beiden Hauptlagen ist geringer als am Platin, im Mittel 35 Proz. gegen 50 Proz. am Platin. Die Abweichungen der Werte für $\varphi = 0$ und 180^0 sind ebenfalls durch schlechte Zentrierung der Achse zu erklären, die in diesem Falle von der Ebene des magnetischen Vektors um einige Grade abgewichen sein muß.

II. Der lichtelektrische Strom in seiner Abhängigkeit vom Einfallswinkel.

Alle Versuche über die Abhängigkeit des lichtelektrischen Effektes vom Einfallswinkel wurden mit der vollkommeneren Polarisationseinrichtung, die die doppelte Reflexion am Quarz benutzte, ausgeführt. An die Stelle des in Fig. 1 gezeichneten Apparates

Tabelle 7. Platin.

Einfallswinkel ψ	Lichtelektrischer Strom					
	Elektrischer Vektor ⊥ Einfallsebene			Elektrischer Vektor ‖ Einfallsebene		
	J_+	J_-	$^1/_2(J_+ + J_-)$	J_+	J_-	$^1/_2(J_+ + J_-)$
Grad	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.
0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
10	97,5	—	—	102,2	102,5	102,3
20	96,0	—	—	106,1	104,3	105,2
30	92,5	94,0	93,2	114,6	113,0	113,8
40	86,5	—	86,5	126,0	122,8	124,4
50	81,0	84,2	82,6	135,6	129,7	132,6
60	72,5	76,7	74,6	142,8	138,3	140,5
63	—	—	—	143,4	—	142,6 (63–64)
64	—	—	—	—	141,8	
65	60,0	69,0	64,5	142,2	—	142,2
70	55,0	59,5	57,2	135,5	134,1	134,8
(80)	(21,0)	(40,0)	(30,0)	—	—	—

trat ein horizontal gelagertes zylindrisches Glasrohr, das an einem seitlichen Flansch das Flußspatfenster trug. Zur Drehung der Metallspiegel diente ein gefetteter Schliff. Der Durchmesser der Spiegel war 33 mm, die Breite des Bündels in der Regel 5 mm. Infolgedessen traf das Licht auch bei einem Einfallswinkel von 70° in seiner ganzen Ausdehnung die Platte, da der Durchmesser des beleuchteten Fleckes dann erst 15 mm betrug. Zur Sicherheit wurden einige Kontrollmessungen mit engeren, 1 und 2 mm weiten Blenden ausgeführt, die die gleichen Resultate ergaben. — Die Auskleidung des Rohres mit berußtem Drahtnetz und die Evakuierung geschahen in gleicher Weise wie am ersten Apparat.

Es wurden jedesmal zwei Versuchsreihen aufgenommen, sowohl für die Einfallswinkel von 0 bis +90° wie 0 bis —90°. Die einzelnen Reihen sind in den Tabellen durch das Vorzeichen + und — unterschieden und für die Kurven die Mittel aus beiden Ablesungen benutzt, um etwa vorhandene Fehler in der Stellung des Teilkreises zur Plattennormale (Einfallswinkel $\psi = 0$) zu eliminieren.

Tabelle 8. Kupfer.

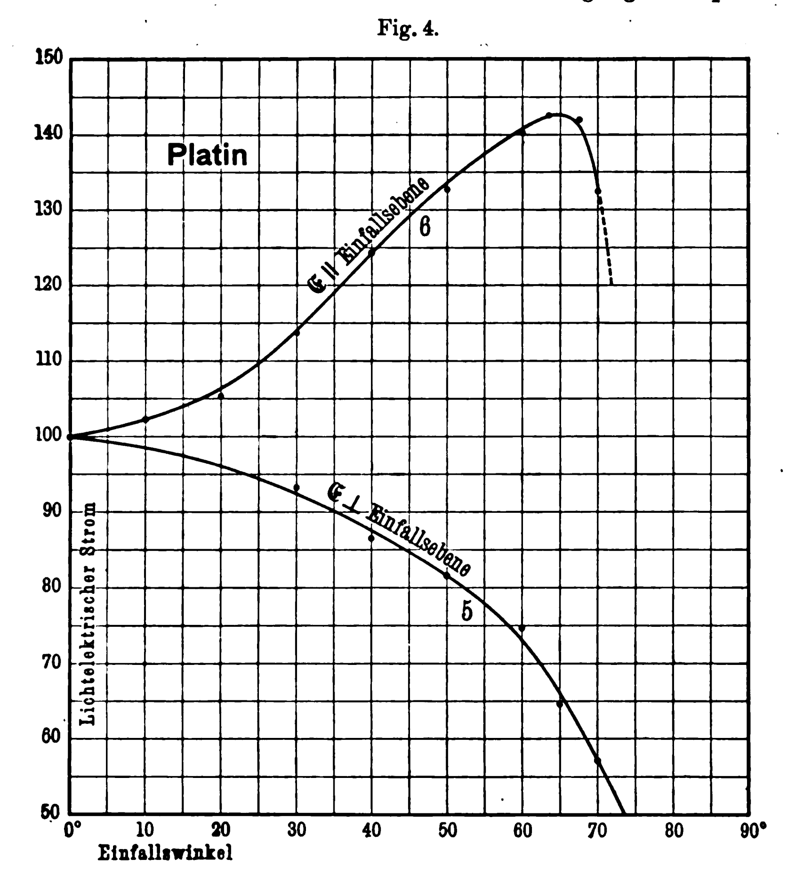
Einfallswinkel ψ	Lichtelektrischer Strom					
	Elektrischer Vektor ⊥ Einfallsebene			Elektrischer Vektor ‖ Einfallsebene		
	$J+$	$J-$	$^1/_2(J+ + J-)$	$J+$	$J-$	$^1/_2(J+ + J-)$
Grad	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.
0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
10	—	—	—	101,0	—	101,0
20	—	—	—	104,5	104,5	104,5
30	97,1	96,0	96,6	107,0	108,5	107,7
40	91,9	90,8	91,4	114,0	113,9	114,0
45	—	—	—	115,8	116,2	116,0
50	86,0	85,0	85,5	115,5	117,0	116,2
55	80,4	83,3	81,9	117,8	—	117,8
57,5	—	—	—	118,3	116,3	117,3
60	71,8	74,8	73,3	116,0	114,2	115,1
65	63,4	67,9	65,6	112,5	109,0	110,7
70	54,0	58,4	56,2	103,6	97,6	100,6
(75)	(39,8)	(45,3)	(42,6)	(85,5)	(85,4)	(85,4)

Es werden zunächst in der Tabelle 7 die Zahlen mitgeteilt, die an dem undurchsichtigen Platinspiegel für die beiden Haupt-

lagen des elektrischen Vektors bei verschiedenen Einfallswinkeln gefunden wurden.

Die Fig. 4 enthält die graphische Darstellung dieser Ziffern. Man entnimmt der Kurve für den Einfallswinkel $\psi = 45$ eine Zunahme des Stromes um 47 Proz. beim Übergang von parallel

Fig. 4.



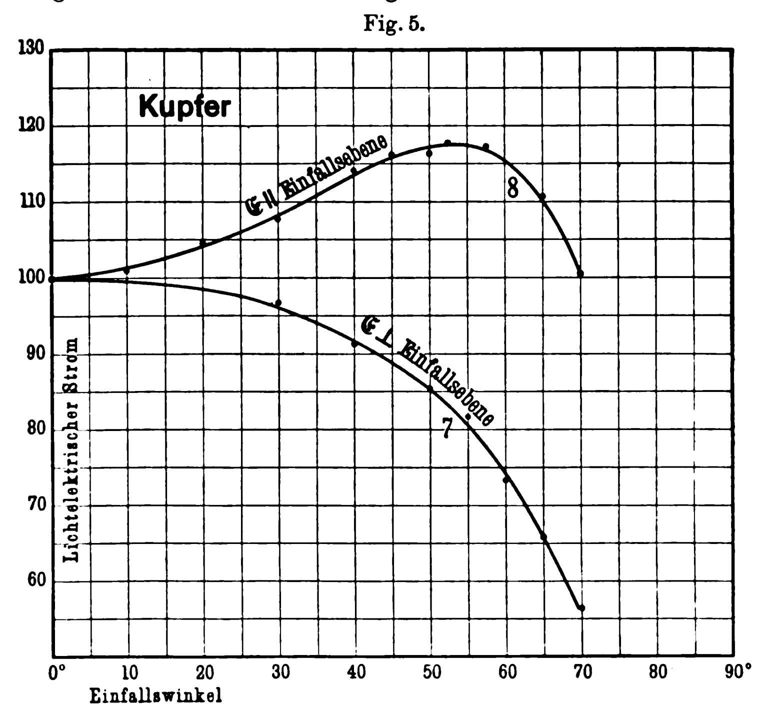
zu senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht, während in der Tabelle 5 im Mittel 50 Proz. gefunden wurden. Diese Übereinstimmung ist ausreichend.

Gleichzeitig sieht man, daß die Unterschiede für die beiden Hauptlagen für größere Einfallswinkel beträchtlich wachsen. Für $\psi = 75^0$ übertrifft der Photostrom beim Zusammenfallen des

elektrischen Vektors mit der Einfallsebene den Strom bei der dazu senkrechten Stellung schon um 120 Proz., gegen 47 Proz. bei $\psi = 45^0$.

Ähnlich ergibt sich in den beiden Hauptlagen des elektrischen Vektors $\mathfrak{E}$ am Kupfer die Abhängigkeit des Photostromes vom Einfallswinkel. Die Tabelle 8 enthält die Ergebnisse, und zwar ist jede einzelne Reihe schon der Mittelwert zweier nur sehr wenig differierender Beobachtungen.

Fig. 5.



Diese Ziffern sind als Kurven 7 und 8 in Fig. 5 dargestellt. Für den Einfallswinkel $\psi = 45^0$ ergibt der Übergang von parallel zu senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht eine Zunahme des Photostromes 32 Proz., während in der Tabelle 6 35 Proz. gefunden wurden. Die Übereinstimmung beider Werte ist so gut wie die am Platin erhaltene.

Die Abhängigkeit des lichtelektrischen Stromes vom Einfallswinkel verschwindet nach der Depolarisation des Lichtes durch

eine 5 mm dicke Quarzplatte, die senkrecht zur Achse geschnitten ist, nicht vollständig. Für Platin wurden beispielsweise folgende Zahlen erhalten (Tabelle 9):

Tabelle 9. Platin.

Einfallswinkel ψ	0°	30°	45°	60°	70°
Lichtelektrischer Strom im unpolarisierten Licht (in Prozenten)	100	109,8	112,2	108,2	105,8
	(100)	(103,5)	(107,2)	(107,0)	(95,0)

Es ist demnach für unpolarisiertes Licht der lichtelektrische Strom nicht vom Einfallswinkel gänzlich unabhängig. Vielmehr zeigt sich in der Nähe von 50° für Platin ein schwaches Maximum. Diese Beobachtungen stehen mit einer Messungsreihe E. LADENBURGS[1]) an einem mechanisch polierten Stahlspiegel in Übereinstimmung. Denn dort zeigen die Zahlen, worauf bereits E. v. SCHWEIDLER[2]) aufmerksam gemacht hat, zwischen 50 und 70° ebenfalls ein Maximum, wiewohl LADENBURG selbst, die Genauigkeit seiner Messungen offenbar unterschätzend, aus diesen Zahlen gefolgert hat, daß allein die auffallende Lichtmenge, nicht aber der Einfallswinkel für die Größe des Photostromes in Frage komme. Der Gang obiger Zahlen läßt sich — wenigstens qualitativ — durch die Mittel der Werte wiedergeben, die in den Kurven 5 und 6 für die beiden Hauptlagen mit linear polarisiertem Licht erhalten wurden. Die aus 5 und 6 berechneten Zahlen sind in der Schlußzeile der Tabelle 9 in Klammern beigefügt.

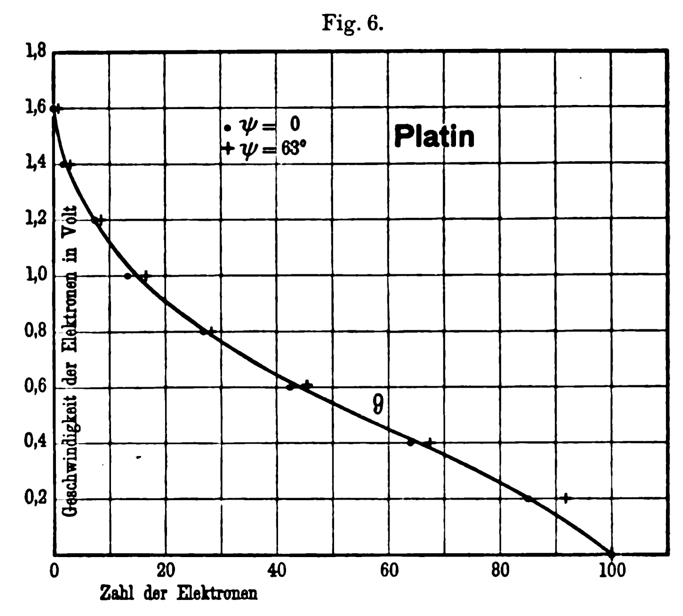
III. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen.

Es ist bisher stets der „lichtelektrische Strom“, gemessen durch den Strom positiver Elektrizität, der ohne äußeres Feld vom Metalle abfließt, in seiner Abhängigkeit von φ und ψ bestimmt. Doch kann man den Messungen nicht entnehmen, ob die Zahl oder die Geschwindigkeit der Elektronen oder auch

[1]) E. LADENBURG, l. c., S. 573.
[2]) E. v. SCHWEIDLER, l. c.

beide von φ und ψ abhängig sind. Um dies zu entscheiden, wurde bei der Mehrzahl der Messungen die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen durch gegengeschaltete Felder bei den verschiedenen Azimuten und Einfallswinkeln bestimmt. Als Resultat ist anzugeben, daß die Geschwindigkeitsverteilung als unabhängig vom Einfallswinkel und Azimut gefunden wurde. Die Kurve 9 in Fig. 6 gibt die Verteilung der Elektronengeschwindig-

Fig. 6.



keit an Platin für den Fall, daß der elektrische Vektor in der Einfallsebene liegt und der Einfallswinkel ψ einmal 0 und dann 63° beträgt.

Ganz ähnliche Kurven ergaben sich für die Einfallswinkel $\psi = 0$ und $\psi = 45^0$ sowohl am Platin wie am Kupfer.

Auch wurden bei gleichem Einfallswinkel die Verteilungskurven für die beiden Hauptazimute des elektrischen Vektors aufgenommen. Die Differenzen bewegen sich in ähnlich engen Grenzen wie in der Kurve 9.

Nur erscheint der Maximalwert der Geschwindigkeit in der Regel um 5 bis 10 Proz. kleiner, wenn der elektrische Vektor senkrecht zur Einfallsebene liegt, als wenn er mit ihr zusammen-

fällt. Der Grund liegt darin, daß im ersten Falle die Zahl der Elektronen wesentlich geringer ist und das stromanzeigende Elektrometer schon bei einer etwas niedrigeren Spannung den kleinsten meßbaren Ausschlag zeigt. Immerhin ist es wünschenswert, die Maximalgeschwindigkeiten mit einem nur als Spannungsmesser dienenden Elektrometer mit hoher Isolation zu vergleichen und dabei ein möglichst kleines Wellenlängenintervall zu benutzen, da die Geschwindigkeit stark mit der Wellenlänge variiert.

Als Maximalgeschwindigkeit ergab sich für 𝔈 in der Einfallsebene an Platin 1,7 Volt, an Kupfer 1,4 Volt, während LADENBURG[1]) als entsprechende Zahlen in unpolarisiertem Licht für $\lambda = 210\,\mu\mu$ 1,76 und 1,55 Volt gefunden hat.

IV. Der Zusammenhang zwischen der Elektronenemission und der Absorption des Lichtes.

Bei dem Vergleich des Photostromes mit der aus den optischen Konstanten der flüssigen Alkalilegierungen berechneten Lichtabsorption haben die Herren ELSTER und GEITEL folgende Resultate erhalten:

1. Liegt der elektrische Vektor $\perp$ zur Einfallsebene, so besteht zwischen der Anzahl der emittierten Elektronen und der absorbierten Lichtmenge eine Proportionalität. Der Proportionalitätsfaktor wurde mit 1 bezeichnet.

2. Liegt der elektrische Vektor in der Einfallsebene, so steigt mit wachsendem Einfallswinkel der lichtelektrische Strom viel schneller als die Lichtabsorption.

3. Doch läßt sich zwischen der Zahl der Elektronen und der absorbierten Lichtmenge eine Proportionalität nachweisen, wenn man beide in eine zur Oberfläche senkrecht und eine zu ihr parallele Komponente zerlegt und nur die beiden zur Oberfläche senkrechten Komponenten miteinander vergleicht. Beide ergeben sich aus dem unter dem Einfallswinkel ψ beobachteten Werte durch Subtraktion des mit dem $\cos^2 \psi$ multiplizierten Wertes für $\varphi = 0$. Der so erhaltene Proportionalitätsfaktor beträgt dann 30 für K—Na-Legierung.

---

[1]) E. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 504, 1907.



Demnach werden also im sichtbaren polarisierten Licht an flüssigen Alkalioberflächen durch einen in der Einfallsebene schwingenden elektrischen Vektor 30 mal mehr Elektronen emittiert als durch einen elektrischen Vektor, der senkrecht zur Einfallsebene liegt. Dies Resultat erscheint sehr verständlich, wenn man, wie J. J. THOMSON [1]), annimmt, daß die Photoelektronen frei beweglich dem elektrischen Vektor folgen. Denn dann kommt nur für den senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtstrahl eine senkrecht zur Oberfläche gerichtete Bewegungskomponente der Elektronenschwingung zustande, während für den in der Einfallsebene polarisierten Strahl die Bewegung der Elektronen parallel der Metalloberfläche erfolgt und daher nur wenige Elektronen das Metall verlassen können.

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei den im Ultravioletten an festen Kupfer- und Platinoberflächen beobachteten Erscheinungen:

Für Kupfer sind die optischen Konstanten von MINOR [2]) nach einer von VOIGT angegebenen Methode bestimmt. MINOR findet bei $\lambda = 231\ \mu\mu$, die kürzeste von ihm untersuchte Wellenlänge, für den Brechungsindex $n = 1{,}39$ und den Absorptionsindex $k = 1{,}05$. Berechnet man aus diesen Zahlen nach den Näherungsformeln [3])

$$J_p = \frac{4\,n\cos\psi}{n^2(1+k^2)+2\,n\cos\psi+\cos^2\psi}\cdot 100\ (\mathfrak{E}\perp \text{Einfallsebene})$$

$$J_s = \frac{4\,n\cos\psi}{n^2(1+k^2)\cos^2\psi+2\,n\cos\psi+1}\cdot 100\ (\mathfrak{E}\parallel \text{Einfallsebene})$$

die absorbierten Lichtintensitäten des parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes für verschiedene Einfallswinkel ψ, so erhält man die Zahlen in der zweiten und fünften Spalte der Tabelle 10. Die dritte und sechste Spalte enthalten den zum gleichen Einfallswinkel bei den beiden Hauptazimuten gemessenen Photostrom oder die Anzahl der Elektronen und die vierte und siebente Spalte endlich den Proportionalitätsfaktor zwischen Photostrom und absorbierter Lichtmenge.

---

[1]) J. J. THOMSON, Cond. of Electr. through Gases, I. Aufl., S. 237.
[2]) R. S. MINOR, Ann. d. Phys. (4) 10, 581, 1903.
[3]) P. DRUDE, Wied. Ann. 35, 523, 1888.

Tabelle 10. Kupfer.

Einfallswinkel ψ	$\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene			$\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene		
	Absorbierte Lichtmenge ϑ_p	Photostrom J_p	$\frac{J_p}{\vartheta_p}$	Absorbierte Lichtmenge ϑ_s	Photostrom J_s	$\frac{J_s}{\vartheta_s}$
0	100,0°	100,0	1,00	100,0°	100,0	1,00
30	94,0	96,4	1,03	105,2	107,7	1,02
40	89,0	91,4	1,03	108,2	114,0	1,05
50	80,9	85,5	1,05	113,2	116,2	1,03
55	75,4	81,9	1,08	114,2	117,8	1,03
60	69,0	73,3	1,06	111,0	115,1	1,03
70	52,7	56,2	1,06	110,0	100,6	0,92
			1,04			1,01

Diese Tabelle zeigt, daß für beide Hauptlagen des Azimutes innerhalb weniger Prozente eine Proportionalität zwischen der Lichtabsorption und dem photoelektrischen Strom besteht. Diese Proportionalität ist für den Fall, daß $\mathfrak{E} \parallel$ der Einfallsebene liegt, im Gegensatz zu den Alkalimetallen für den gesamten Strom und nicht nur für die zur Oberfläche senkrechten Komponenten des Stromes und der Lichtintensität vorhanden. Ferner ist im Gegensatz zu dem Alkali der Proportionalitätsfaktor

$$\frac{J_p}{\vartheta_p} = \frac{J_s}{\vartheta_s} = 1:1,$$

während sich die Faktoren am K—Na wie 1 : 30 verhielten. — Die Übereinstimmung der einzelnen Werte $\frac{J_p}{\vartheta_p}$ und $\frac{J_s}{\vartheta_s}$ ist so gut, wie es in Anbetracht dessen zu erwarten ist, daß tatsächlich nicht nur $\lambda = 231\ \mu\mu$, sondern das Intervall $\lambda = 200—250\ \mu\mu$ benutzt wurde und der Hauptanteil der lichtelektrischen Wirkung etwa auf $\lambda = 220\ \mu\mu$ entfällt.

Für Platin sind leider die optischen Konstanten im Ultravioletten nicht bekannt. Der äußerste Zahlenwert ist meines Wissens der Absorptionskoeffizient $nk = 2{,}34$ für $\lambda = 326\ \mu\mu$ [1]). Ich habe versuchsweise den Verlauf der Lichtabsorption unter der Annahme von $n = 1{,}3$ und $k = 1{,}4$ berechnet. Der Absorptionskoeffizient $nk = 1{,}8$ weicht dann wenig von dem Werte

[1]) E. Hagen und H. Rubens, Ann. d. Phys. (4) 8, 432, 1902.

$nk = 1{,}7$ ab, der sich aus der Extrapolation der von den Herren HAGEN und RUBENS gegebenen Dispersionskurve für $\lambda = 231\,\mu\mu$ berechnen läßt. Es ergibt sich dann analog der Tabelle 10 für Platin die Zahlenreihe der Tabelle 11.

Tabelle 11. Platin.

Einfallswinkel ψ	$\mathfrak{E} \perp$ Einfallsebene			$\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene		
	Absorbierte Lichtmenge ϑ_p	Photostrom J_p	$\frac{J_p}{\vartheta_p}$	Absorbierte Lichtmenge ϑ_s	Photostrom J_s	$\frac{J_s}{\vartheta_s}$
0	100,0	100,0	1,00	100,0	100,0	1,00
30	93,3	93,2	1,00	104,5	113,8	1,08
40	87,2	86,5	0,99	110,8	124,4	1,12
50	78,2	82,6	1,05	117,0	132,6	1,13
60	72,2	74,6	1,05	128,0	140,5	1,10
70	49,1	57,1	1,16	119,6	134,8	1,12
			1,04			1,08

Auch angesichts dieser Zahlen wird man die Proportionalität des lichtelektrischen Stromes mit der absorbierten Lichtmenge als erfüllt und die Proportionalitätsfaktoren in beiden Fällen als nahe gleich bezeichnen können[1]). Die Proportionalität zwischen absorbierter Lichtmenge und lichtelektrischem Strom erklärt auch die Unterschiede zwischen den Kurven 1 und 2 in Fig. 2. Der dünnere Platinspiegel nähert sich in seinem Verhalten dem des Glases, muß also zwischen den beiden Hauptwerten des Azimutes größere Differenzen der Lichtabsorption und des Photostromes zeigen als der dickere Spiegel.

Die Abweichung im Verhalten der im Sichtbaren empfindlichen flüssigen Alkalis von den im Ultravioletten empfindlichen festen Metallen ist sehr auffällig. Eine Erklärung dürfte vor der Hand nicht möglich sein. Nur kann man vielleicht die Tatsachen durch die Annahme darstellen, daß die Alkalielektronen „frei" dem elektrischen Vektor folgen, während das Licht beim Platin und Kupfer von „gebundenen" Elektronen absorbiert wird. Es er-

[1]) Der lichtelektrische Strom bietet demnach wahrscheinlich eine Möglichkeit, im Ultravioletten die optischen Konstanten zu bestimmen, wenn man spektral zerlegtes Licht benutzt und zur Vermeidung von Intensitätsverlusten mittels eines doppelbrechenden Kristalls polarisiert.

scheint aussichtsreich, zur Aufklärung des Unterschiedes entweder den Photoeffekt an dem flüssigen, nur im Ultravioletten empfindlichen Hg oder an einem festen Spiegel eines auf langwelliges Licht reagierenden Alkalis zu untersuchen. Über derartige Versuche sowie einige weitere Anwendungen der mit Kathodenzerstäubung hergestellten Spiegel, insbesondere in dünneren Schichten, hoffe ich demnächst berichten zu können.

Der Inhalt obiger Ausführungen ist in kurzer Zusammenfassung der folgende:

1. An Spiegeln von Platin und Kupfer, die nach Angaben LEITHÄUSERS durch Kathodenzerstäubung hergestellt sind, läßt sich eine beträchtliche Abhängigkeit der Anzahl emittierter Elektronen sowohl vom Azimut wie vom Einfallswinkel des polarisierten ultravioletten Lichtes feststellen.

2. Die Geschwindigkeitsverteilung ist vom Polarisationszustande merklich unabhängig.

3. Für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht besteht Proportionalität zwischen dem lichtelektrischen Strom und der aus den optischen Konstanten berechneten Absorption des Lichtes.

4. Für senkrecht zur Einfallsebene gilt das gleiche, und zwar im Gegensatz zu den Beobachtungen an flüssigen, im Sichtbaren empfindlichen Alkalis (ELSTER und GEITEL) für den Gesamtstrom, nicht nur für die senkrecht zur Oberfläche berechneten Komponenten.

5. Der Proportionalitätsfaktor ist für beide Hauptlagen des Azimutes bei verschiedenen Einfallswinkeln der gleiche, im Gegensatz zum Alkali, wo er an NaK-Legierung für die Lage des elektrischen Vektors in der Einfallsebene 30 mal größer gefunden wurde als für den Fall, daß der Vektor zur Einfallsebene senkrecht steht.

6. Der Unterschied zwischen den im Sichtbaren empfindlichen flüssigen Alkalien und den im Ultravioletten empfindlichen festen Metalloberflächen läßt sich dahin kennzeichnen, daß die Elektronen bei jenen als „freie“ dem elektrischen Vektor folgen, während bei diesen das ultraviolette Licht von „gebundenen“ Elektronen absorbiert wird.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1909.

Über die sogenannte Kapazität von Entladungsröhren;

von Joseph Würschmidt.

(Eingegangen am 9. August 1909.)

Von verschiedenen Seiten (s. w. u.) ist von der Kapazität von Entladungsröhren gesprochen worden, und zwar versteht man darunter die pro Entladung übergehende Elektrizitätsmenge bezogen auf das Entladungspotential 1. Daß die in dieser Weise gemessene Kapazität nicht der sonst unter dieser Größe verstandenen entspricht, dürfte aus den folgenden Untersuchungen hervorgehen. Ich werde daher, um Mißverständnisse zu vermeiden, stets von einer sogenannten Kapazität des Entladungsrohres sprechen.

Apparate und Versuchsanordnung für die im folgenden mitgeteilten Versuche vgl. Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 300, 1909.

Zahlreiche über diskontinuierliche Entladungen in Entladungsröhren angestellte Versuche ergaben, daß die diskontinuierliche Entladung gegen genäherte Leiter (Finger) empfindlich ist; „die hierbei auftretenden Phänomene sind Kondensatorwirkungen, bei denen das leitende Gas und der genäherte Leiter die Belege eines Kondensators sind, die Glaswand der Entladungsröhre und die atmosphärische Luft aber die Rolle des Dielektrikums spielen“ [1]). Da durch Nähern des Fingers sich die Entladungszahl verkleinert, so fragt es sich im allgemeinen, wie sich die Entladungszahl verändert, wenn man dem Entladungsrohr parallel Kondensatoren schaltet. Daß tatsächlich durch Parallelschalten eines Kondensators Diskontinuitäten selbst bei Stromstärken auftreten, bei denen sonst die Entladung kontinuierlich ist, wurde von W. Hittorf [2]) beobachtet, und R. Reigers Versuche zeigen, daß jede an sich kontinuierliche Entladung durch parallel geschaltete Kapazitäten in diskontinuierliche Entladungen übergeführt werden kann. Als Kondensatoren dienten Leidener Flaschen, deren Kapazitäten

---

[1]) R. Reiger, Sitzungsber. d. phys.-med. Soz. Erlangen 1902, S. 30.
[2]) W. Hittorf, Wied. Ann. 20, 723 ff., 1883.



nach der von KOHLRAUSCH angegebenen Methode [1]) durch Vergleichen mit einem geeichten Kondensator mittels der WHEATSTONEschen Brücke bestimmt wurden. Kleinere Kapazitäten als die der vorhandenen Flaschen wurden durch Hintereinanderschalten zweier oder mehrerer Flaschen gebildet.

Die Versuche ergaben, daß für große parallel geschaltete Kapazitäten das Produkt aus der Kapazität und der Entladungszahl bei abnehmender Kapazität nur wenig, für kleinere Kapazitäten aber rasch abnimmt.

Es seien zwei der angestellten Versuchsreihen mitgeteilt, wobei K die parallel geschaltete Kapazität multipliziert mit 10^5, n die Entladungszahl mal einer Konstanten, beobachtet beim jeweiligen Druck p, bedeutet.

Tabelle 1 ($p = 5{,}6$).

K	n	$K.n$
366	19	6954
281	24,5	6884
258	26,5	6837
226	30	6780
194	35	6790
158	49	6320
104	59	6136
87	62	5394
62,8	70	4396

Tabelle 2 ($p = 1{,}7$).

K	n	$K.n$
366	33	12 078
281	40	11 240
258	42	10 836
226	46	10 296
194	53	10 272
158	60	9 840
104	82	8 528
87	92	8 142
62,8	103	6 551

Wenn ein Kondensator n mal pro Sekunde geladen und entladen wird, und wenn man mit i die Stromstärke, mit V das Potential, auf das er geladen wird, und mit C seine Kapazität bezeichnet, so ist $C.n = \frac{i}{V}$.

Hält man Stromstärke und Potential konstant, so ergibt sich für verschiedene Kapazitäten und Entladungszahlen, daß in diesem Falle das Produkt aus Kapazität und Entladungszahl konstant sein muß.

---

[1]) F. KOHLRAUSCH, Lehrbuch der prakt. Physik, 10. Aufl. Leipzig 1905. 527 S.

Bei der diskontinuierlichen Entladung in einem Entladungsrohr können wir, wie oben erwähnt wurde, den ganzen Vorgang als eine Art von Kondensatorentladung betrachten, und zwar wird der Kondensator n mal pro Sekunde geladen und entladen.

Besondere Versuche ergaben, daß die Stromstärke stets die gleiche war, mochten Kondensatoren dem Rohr parallel geschaltet sein oder nicht. Ferner ergab die Messung der Potentialdifferenz mittels eines BRAUNschen Elektrometers, teils auch einer BRAUNschen Röhre, daß dieselbe zunächst konstant bleibt. Erst bei sehr großen Kapazitäten trat ein langsames Wachsen des Potentials ein.

Nehmen wir an, die sogenannte Kapazität des Entladungsrohres K_0 addiere sich zur parallel geschalteten K, so muß gelten:

$$C.n = (K + K_0)\,n = \text{konst}$$

oder, wenn z umgekehrt proportional der Entladungszahl n ist,

$$\frac{K + K_0}{z} = \text{konst} = \frac{K_0}{z_0}.$$

Die sogenannte, als konstant angesehene Kapazität des Entladungsrohres berechnet sich nach dieser Annahme zu:

$$K_0 = \frac{K \, . \, z_0}{z - z_0}.$$

Ergeben die Versuche, daß die so berechnete Kapazität K_0 konstant ist, so folgt daraus, daß sich die Kapazitäten addieren.

Nach zahlreichen Vorversuchen benutzte ich als parallel geschaltete Kapazitäten zwei Glasplatten vom Radius 20 cm, die je auf einer Seite mit Stanniol beklebt wurden; die beiden beklebten Seiten wurden einander zugekehrt und bildeten den Kondensator. Bezeichnet man mit a ihren Abstand, so ist für kleine a bekanntlich angenähert:

$$K = \frac{r^2}{4\,a} = \frac{100}{a}\,[\text{cm}].$$

Aus je drei Bestimmungen der Entladungszahlen bzw. der z wurde das Mittel genommen; z_0 ist der Wert, wenn der Kondensator ausgeschaltet, also $K = 0$ ist.

Tabelle 3.

K	0	25	33	50	67	100
z	80 (z_0)	95	102	111	124	142
$K:(z-z_0)$	—	1,67	1,50	1,61	1,52	1,51

$K:(z-z_0)$ ist konstant, im Mittel gleich 1,58, demnach addieren sich die Kapazitäten, und für die sogenannte Kapazität ergibt sich als Mittelwert $K_0 = 126$ [cm].

Die folgende Tabelle enthält die aus den bei verschiedenem Druck angestellten Beobachtungen gefundenen Werte für K_0.

Tabelle 4.

p	7,8	5,8	3,6	2,5	1,98	1,56
K_0	151	126	126	144	157	167

Nach der auf S. 361 angegebenen Formel läßt sich die Kapazität auch direkt aus der Stromstärke i, der Potentialdifferenz V und der Entladungszahl $n_0 = \frac{c}{z_0}$ berechnen, es muß nämlich sein: $K_0' = \frac{i z_0}{V} \cdot$ konst.

Aus zahlreichen Versuchen wurde deshalb die sogenannte Kapazität nach den beiden Methoden berechnet; die erste Methode hat den Vorzug, daß weder Galvanometer noch Elektrometer, sondern nur ein veränderlicher Kondensator nötig ist. Die folgende Tabelle enthält die Zusammenstellung der bei verschiedenen Drucken (für ein anderes Entladungsrohr wie oben) gefundenen Werte.

Tabelle 5.

p	9,5	6,8	4,4	2,7	2,1
K_0	138	123	128	122	132
K_0'	128	110	114	122	131

Die sogenannte Kapazität des Rohres scheint demnach nur wenig oder gar nicht vom Druck abhängig zu sein.

Da die beiden mit Stanniol beklebten Glasplatten nicht genau parallel waren, wurden jetzt zwei Messingplatten vom Radius 15 cm und der mittleren Dicke von 0,4 cm als variable Kapazität

benutzt. Ist r der Radius, a der Abstand und d die Dicke der Platten, so ist

$$K = \frac{r^2}{4a} + \frac{r}{4\pi}\left[\lg \text{nat} \frac{16\pi r(a+d)}{a^2} + 1 + \frac{d}{a} \lg \text{nat} \frac{a+d}{a}\right].$$

Für $a = 1$ ergibt diese Formel: $K_1 = 66{,}35$ [cm], für $a = 0{,}5$: $K_2 = 123{,}9$ [cm].

Zur Beantwortung der Frage, ob sich etwa die Kapazität der Influenzmaschine zu der des Entladungsrohres addiert, wurde jene selbst bestimmt, indem ich Stromstärke, Potential und Entladungszahl bestimmte, und im Mittel zu etwa 400 cm gefunden. Sie ist also bedeutend größer als die Rohrkapazität; somit findet keine Addition der angehängten Kapazität zur Maschinenkapazität statt [1]).

Schaltet man zwischen Influenzmaschine und Entladungsrohr Widerstände, etwa veränderliche Jodkadmiumwiderstände oder Wasserwiderstände, ein, so nimmt mit wachsendem Widerstand die Kapazität ab, da bei nahezu gleichbleibendem Potential und Stromstärke die Zahl der Entladungen pro Sekunde zunimmt. Tabelle 6 gibt die für die Widerstände w gefundenen Kapazitätswerte K.

Tabelle 6.

$w \cdot 10^{-6}$	0	0,76	1,4	2,1	2,7
K	141	134	Entl.-Zahl unbest.	102	96
$w \cdot 10^{-6}$	3,8	4,6	5,0	5,6	6,0
K	96	94	79	78	71

Ein bestimmter Grenzwert für sehr große Widerstände läßt sich nicht erreichen, da die Entladung dann häufig unregelmäßig wird, zuweilen auch in die kontinuierliche übergeht.

Verwendet man statt der Influenzmaschine eine Akkumulatorenbatterie von etwa 2000 Volt, so ist bei kleinem vorgeschaltetem Widerstand die Stromstärke und die Entladungszahl so groß, daß diese nicht mehr mit dem Drehspiegel bestimmt werden kann; erst bei großen Widerständen ist dies möglich. Für diesen

---

[1]) Vgl. auch E. FÜLLNER, Inaug.-Diss. Erlangen 1896.

Fall bestimmte ich die Kapazität des Entladungsrohres nach beiden Methoden und erhielt die nämlichen Werte, wie unter Verwendung der Influenzmaschine bei gleichem Widerstand.

Tabelle 7.

p	1,30	1,25	0,93
K_1	79	68	72
K_2	87	74	71

Der Druckbereich, innerhalb dessen Beobachtungen möglich waren, war sehr klein, da bei anderen Drucken die Entladung entweder überhaupt nicht auftrat oder durch Parallelschalten der Vergleichskapazität verschwand und dann nur sehr schwer oder gar nicht mehr hervorgerufen werden konnte.

Bestand die Kathode aus einem Platinstreifen, der mit Calciumoxyd bedeckt war und zum Glühen gebracht wurde[1]), so sank das Potential, jedoch nur wenig, da kein normaler Kathodenfall vorhanden war; Änderungen der Kapazitätswerte dagegen ließen sich nicht nachweisen.

Für den Fall, daß zwischen Influenzmaschine und Entladungsrohr kein Widerstand eingeschaltet ist, wurde weiterhin der Einfluß der Dimensionen des Entladungsrohres auf die Größe der sogenannten Kapazität geprüft.

Um bei der Untersuchung des Einflusses der Röhrendimensionen vom Druck und einer etwa störenden verschiedenen Beschaffenheit der Luftfüllung unabhängig zu sein, wurden die Beobachtungen jedesmal an zwei Röhren angestellt, die gleichzeitig mit der Luftpumpe in Verbindung standen.

Zur Untersuchung des Einflusses der Länge des Entladungsrohres wurden Rohre von folgenden Dimensionen verwandt:

1. Rohr.

Anodenteil } je 40 cm, Weite der Kap. 1 mm,
Kathodenteil } Entfernung der Elektr. 66 cm,
Kapillare 6 cm, Dicke der Elektr. 3 mm.

2. Rohr.

Anodenteil } je 20 cm, Weite der Kap. 1 mm,
Kathodenteil } Entfernung der Elektr. 20 cm,
Kapillare 6 cm, Dicke der Elektr. 3 mm.

[1]) Über die Herstellung vgl. A. Wehnelt, Wied. Ann. 14, 425, 1904.

Tabelle 8 gibt die bei verschiedenen Drucken erhaltenen Werte.

Tabelle 8.

		1,20	1,29	1,95	2,60	2,92	3,02	3,88	7,50
p									
K	1. Rohr . .	104	130	139	127	126	113	146	121
	2. Rohr . .	107	128	139	119	126	122	139	123

In einigen Fällen wurden die Resultate durch Messung von Stromstärke und Potential kontrolliert, wobei sich eine gute Übereinstimmung ergab. Es zeigt sich also, daß die sogenannte Kapazität einer Entladungsröhre von der Länge der Röhre unabhängig ist.

In ähnlicher Weise wurde nunmehr eine Reihe von Kapazitätsbestimmungen in dem nämlichen Druckbereich wie in Tab. 8 angestellt und hierbei jeweils verschieden gewählt bei sonst gleichen Dimensionen beider Röhren:

1. Die Entfernung der Elektroden (20:60),
2. die Weite des Rohres (6:3),
3. die Länge der Kapillare (6:18),
4. die Weite der Kapillare (1 : $^1/_2$),
5. die Dicke der Elektroden (3:1).

Es ergaben sich hierbei jeweils bei konstantem Druck stets nahezu die gleichen Werte, wie aus den Resultaten in Tabelle 9, die aus einigen der angestellten Beobachtungen gewonnen sind, hervorgeht.

Tabelle 9.

	ad 1	ad 2		ad 3		ad 4		ad 5
p	1,70	3,32	0,97	3,30	1,55	3,42	2,12	3,68
1. Rohr . .	131	136	152	157	125	143	128	145
2. Rohr . .	128	139	153	152	114	147	120	138

Die sogenannte Kapazität einer Entladungsröhre ist also unabhängig von den Dimensionen derselben; sie scheint wesentlich bedingt zu sein durch die Unterschiede in der Entladung in den verschiedenen Teilen der Entladungsbahn, vielleicht durch die Eigenschaft des dunkeln Raumes, sich wie ein

Dielektrikum zu verhalten[1]). Der Versuch, die Kapazität einer Röhre, ohne daß Entladungen durch sie hindurchgehen, zu messen, führte zu keinem Resultat. Die Unabhängigkeit von den Dimensionen wurde nach ganz anderer Methode von Afanassiew und Lopuchin nach einer Mitteilung Borgmanns gefunden[2]).

Zur Untersuchung der Abhängigkeit vom Druck wurde noch eine Reihe von Messungen angestellt; man erhielt zwar bei verschiedener Luftfüllung abweichende Werte, die jedoch innerhalb des beobachteten Druckbereiches jeweils nahezu konstant sind, wie aus Tabelle 10 hervorgeht.

Tabelle 10.

			1.			
p	3,26	2,85	2,40	1,45	1,10	0,95
K	202	197	206	196	189	190
			2.			
p	4,6	1,7	0,9	0,44	0,22	0,12
K	141	147	156	148	151	148

Bei noch kleineren Drucken konnten keine Beobachtungen angestellt werden, da auch bei kleinen Stromstärken die Entladungszahlen zu groß wurden, als daß sie mittels des Drehspiegels hinreichend genau hätten bestimmt werden können.

Bei sorgfältig getrockneter Luft ergaben sich im ganzen etwas kleinere Werte für die Kapazität, bei sehr feuchter Luft erhielt ich nach den beiden Methoden folgende Werte:

Tabelle 11.

p	3,02	1,47	1,20	0,47
K_1	215	221	215	223
K_2	218	216	222	193

Wurde das Entladungsrohr statt mit Luft mit Wasserstoff gefüllt, so ergaben sich die gleichen Werte wie bei trockener Luft.

---

[1]) A. Wehnelt, Wied. Ann. 65, 512 ff., 1898.
[2]) J. Borgmann, Phys. ZS. 2, 652, 1901.

Tabelle 12.

(K_a = Kapazität, wenn die Anode geerdet ist,
K_k = Kapazität, wenn die Kathode geerdet ist.)

p	10	3,15	2,15	1,65
K_a	138	149	137	149
K_k	142	135	139	154

Zugleich geht aus dieser Tabelle wie aus zahlreichen anderen Versuchen hervor, daß es keinen Unterschied ausmacht, ob man die Kathode oder die Anode des Entladungsrohres zur Erde ableitet.

Resultat.

Die sogenannte Kapazität von Entladungsröhren läßt sich durch Parallelschalten bekannter Kapazitäten bestimmen; bei Röhren von dem verwandten Typus ist sie unabhängig von den Dimensionen der Röhre und innerhalb des beobachteten Bereiches vom Druck. Sie ist abhängig von dem zwischen Entladungsrohr und Elektrizitätsquelle geschalteten Widerstand, wobei als Elektrizitätsquelle ohne Unterschied eine Influenzmaschine oder eine Batterie verwendet werden kann. Bei feuchter Luft ist die Kapazität größer als bei trockener Luft und bei Wasserstoff.

Sind die parallel geschalteten Kapazitäten sehr groß, so daß ihnen gegenüber die des Entladungsrohres klein wird, so ist die Zahl der im Entladungsrohr pro Sekunde übergehenden Entladungen umgekehrt proportional der parallel geschalteten Kapazität.

Vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1908 bis 1909 im physikalischen Institut der Königl. Universität Erlangen ausgeführt. Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. E. WIEDEMANN, spreche ich für die Anregung und mannigfache Unterstützung, sowie Herrn Prof. Dr. R. REIGER meinen ergebensten Dank aus.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

11. Jahrg. 15. September 1909. Nr. 17.

Über den Einfluſs des Mediums auf die Linien in Funkenspektren;

von H. Finger.

(Eingegangen am 23. August 1909.)

Erzeugt man Kondensatorentladungen durch Flüssigkeiten, so zeigen die entstehenden Spektren eine Reihe von Eigentümlichkeiten, welche charakteristische Unterschiede gegen die Spektren der Funken in Luft ergeben und geeignet sind, die Linien nach ihrem Verhalten in Gruppen zu ordnen. Obwohl bereits von WILSING[1]), HALE[2]), LOCKYER[3]) und KONEN[4]) eine Anzahl von Spektren nach dem genannten Verfahren durchmustert worden sind, ist bisher keine systematische Untersuchung der Veränderungen vorgenommen worden, die beim Übergang vom „Luftfunken" zum „Flüssigkeitsfunken" eintreten. Auf Veranlassung von Prof. KONEN habe ich daher die meisten für die vorliegende Versuchsanordnung in Frage kommenden Elemente nach dieser Richtung hin untersucht, deren Spektra unter den gegebenen

[1]) J. WILSING, Berl. Ber. 1899, S. 426—436.

[2]) G. E. HALE, Astrophys. Journ. 15, 132—135, 1902.

[3]) Sir N. LOCKYER, ebend. 15, 190—198, 1902; Proc. Roy. Soc. 70, 31—37, 1902.

[4]) H. KONEN, Ann. d. Phys. (4) 9, 742—780, 1902; Phys. ZS. 3, 537—539, 1902.

Erzeugungsbedingungen einer Beobachtung zugänglich sind. Als Flüssigkeit wurde ausschließlich Wasser benutzt; dieses wird nicht, wie die meisten anderen flüssigen Medien, in störender Weise zersetzt, und es besitzt zugleich den für die Untersuchung des Ultraviolett erforderlichen Grad von Durchlässigkeit. Bei der Mehrzahl der Versuche bediente ich mich aus praktischen Gründen des Wasserleitungswassers; es wurden jedoch auch Versuche mit destilliertem Wasser und mit Salzlösungen angestellt. Den Funken lieferte ein Induktorium von etwa 40 cm Schlagweite, dessen Entladungskreis zwei Leidener Flaschen von zusammen 0,019 Mikrofarad Kapazität parallel geschaltet wurden. Unter Benutzung einer in Serie geschalteten Hilfsfunkenstrecke erhält man dann unter Wasser einen sehr kleinen, jedoch intensiv hellen, explosionsartig verlaufenden Funken. Zur Erzeugung dieses Funkens diente ein mit passenden Elektrodenhaltern und mit einem Quarzfenster versehenes Glasgefäß, dessen Beschreibung hier übergangen werden muß. Als Elektroden wurden folgende Elemente verwendet: Ag, Al, C, Ca, Cd, Co, Cr, Cu, Fe, Hg, Mg, Mn, Ni, Pb, Pt, Sn, Ta, Ti, Tl, V und Zn. Von diesen gelangen Aufnahmen nicht bei C, Mn, Ti und V. Für alle übrigen Elemente wurden Spektralaufnahmen sowohl des Luftfunkens wie auch des Flüssigkeitsfunkens auf dieselbe Platte gemacht, innerhalb des Bereiches von 2000 bis 6000 A., und zwar mit einem ROWLANDschen Konkavgitter von 180 cm Krümmungsradius, das in ähnlicher Weise wie bei dem EBERHARDschen Spektrographen aufgebaut war. Die Expositionszeiten schwanken sehr, da die Funkenstrecke beständige Wartung und die Flüssigkeit bei manchen Elementen beständige Erneuerung erfordert. Daher ist eine genaue Angabe der Expositionszeiten nicht möglich. Im allgemeinen wurde etwa eine Stunde exponiert. Die Wellenlängen in den Photogrammen wurden aus den gleichzeitig aufgenommenen Spektren der Luftfunken unter Benutzung der Wellenlängentabellen von EXNER und HASCHEK ermittelt. Auf die Einzelheiten des Verhaltens der Linien der verschiedenen Elemente kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Das allgemeine Resultat ist kurz folgendes:

Beim Vergleich der Luft- und Flüssigkeitsfunken fällt zunächst auf, daß das in der Luft stets auftretende Spektrum der Luft im Flüssigkeitsfunken fehlt. Dafür tritt in diesem ein mehr

oder weniger ausgedehntes kontinuierliches Spektrum auf, dessen Maximum bei verschiedenen Elementen verschieden liegt, und das sich unter Umständen bis ins äußerste Ultraviolett erstreckt. Neben dem kontinuierlichen Spektrum tritt bei manchen Elementen, jedoch nicht bei allen, als Neuerscheinung das Wasserdampfspektrum und zwar umgekehrt auf, wie KONEN an Cu und Al bereits früher bemerkt hat. Dazu sind die Linien des gewöhnlichen Funkenspektrums in verschiedener Weise affiziert. Einige fehlen, andere sind gegen den kontinuierlichen Grund umgekehrt, wieder andere selbstumgekehrt, symmetrisch oder einseitig verbreitert; bei manchen kombinieren sich diese Erscheinungen und es treten scheinbare Verschiebungen auf. Endlich gibt es auch Spektren, wie z. B. das des Ta, bei welchen nichts von diesen Veränderungen wahrzunehmen ist. Es ist wohl nicht überflüssig, hervorzuheben, daß alle Veränderungen nicht etwa von der zufälligen Gestalt und Stellung der Elektroden abhängen, sondern stets in gleicher Weise auftreten. Sehr auffällig ist auch, daß bei keinem der untersuchten Spektren von den Linien des stets auftretenden Wasserstoffs oder Sauerstoffs oder endlich von den Linien der im Wasser gelösten Salze auf den Spektrogrammen eine Spur zu sehen ist, trotz der enormen Empfindlichkeit der Spektralreaktion gewisser Linien, wie H und K von Ca und der Linien des Na. Da meistens Wasserleitungswasser benutzt wurde, waren diese Elemente stets in relativ reichlicher Menge zugegen.

Ein besonderes Interesse verdienen die Veränderungen der gesetzmäßig gelagerten Linien und der Funkenlinien oder „enhanced lines“. Was das Verhalten der einzelnen Linien betrifft, so bewährt sich die Regel, daß Linien, die zu Serien gehören, sich auch hinsichtlich der im Flüssigkeitsfunken auftretenden Veränderungen gleich verhalten. Ich lasse eine kurze Übersicht folgen.

Von der zweiten MENDELEJEFFschen Gruppe lassen die Alkalien keine Beobachtung unter Wasser zu. Dagegen wurden die Spektren von Cu und Ag untersucht.

1. Kupfer. Die auftretenden Linien der ersten Nebenserie sind hell, während das isolierte Paar der hypothetischen Hauptserie umgekehrt ist. Außerdem tritt noch ein helles Paar auf, das keiner Serie angehört, aber mit dem isolierten Paare gleiche



Schwingungsdifferenz hat. Alle Linien der zweiten Nebenserie sind verschwunden.

2. Silber. Wie beim Kupfer sind die Linien der ersten Nebenserie hell und das isolierte Paar der hypothetischen Hauptserie ist umgekehrt. Sämtliche Linien der zweiten Nebenserie sind verschwunden.

In der dritten Gruppe sind untersucht worden: Mg, Ca, Zn, Cd und Hg.

1. Magnesium. Die Linien der ersten und zweiten Nebenserie sind umgekehrt. Ferner treten noch vier Paare mit gleicher Schwingungsdifferenz, die keiner bekannten Serie angehören, abwechselnd als helle und umgekehrte Linien auf.

2. Calcium. Wie beim Magnesium sind die Linien der ersten und zweiten Nebenserie umgekehrt, mit Ausnahme von $\lambda = 3181{,}60$ (helle Linie). Von den zwei isolierten Triplets ist dasjenige größerer Wellenlänge umgekehrt, das andere verschwunden. Zwei Paare mit gleicher Schwingungsdifferenz zeigen gleiches Verhalten; sie sind nämlich beide umgekehrt. Zwei Paare mit der doppelten Schwingungsdifferenz zeigen entgegengesetztes Verhalten; das Paar größerer Wellenlänge ist umgekehrt, das andere hell. Hierzu gehören die bekannten Linien *H* und *K*.

3. Zink. In der ersten Nebenserie treten nur Selbstumkehrungen und eine helle Linie ($\lambda = 3282{,}49$) auf. Die auffallende Erscheinung, daß das Verhalten der letzten Linie von den übrigen Serienlinien abweicht, kehrt auch im Cadmiumspektrum wieder.

4. Cadmium. Wie beim Zink, so weicht auch beim Cadmium eine helle Linie in der ersten Nebenserie, die sonst nur aus Umkehrungen besteht, von dem gleichen Verhalten der anderen ab. Die auftretenden Linien der zweiten Nebenserie sind wieder hell. Zwei Paare mit gleichen Schwingungsdifferenzen bestehen aus „enhanced lines“ und sind, wie die meisten anderen dieser Linien, hell.

5. Quecksilber. Die geringe Zahl der auftretenden Quecksilberlinien läßt in dem Spektrum keine Gesetzmäßigkeit erkennen.

Die untersuchten Elemente der vierten Gruppe sind Al und Te.

1. Aluminium. Alle auftretenden Serienlinien sind umgekehrt. In jeder Nebenserie sind die Paare kürzerer Wellenlänge verschwunden.

2. Thallium. Wie beim Aluminium, so sind auch hier alle Serienlinien umgekehrt. In beiden Spektren sind die isolierten Paare mit gleichen Schwingungsdifferenzen verschwunden.

In der fünften Gruppe sind untersucht worden Sn und Pb. In beiden Spektren sind Serienlinien nicht bekannt. Auch die Linien mit gleichen Schwingungsdifferenzen zeigen verschiedenes Verhalten, eine Erscheinung, die sich mit der Tatsache, daß in diesen Spektren noch keine Serien gefunden worden sind, wohl vereinbaren läßt.

Andererseits findet man aber auch Linien, die trotz ihres regelmäßigen Verhaltens in keinem bisher erkennbaren Zusammenhange stehen. Dies zeigt sich am deutlichsten an den „enhanced lines", die merkwürdigerweise niemals als Serienlinien auftreten. Sie bilden also eine für das Funkenspektrum besonders typische Gruppe von Linien. Es liegt nun die Vermutung nahe, daß diese Linien ihren Charakter auch im Wasserfunken beibehalten, daß sie also nochmals verstärkt sind gegen die Intensität der entsprechenden Linien des Luftfunkens. Wenn nun auch in vielen Fällen eine Steigerung der Intensität zu beobachten ist, so gilt diese Regel keineswegs allgemein. Dies verschiedene Verhalten der „enhanced lines" unter denselben Emissionsbedingungen berechtigt uns zu der Annahme, daß sie keinen gemeinsamen Ursprung haben, sondern ihre Entstehung verschiedenen Vorgängen verdanken. Aus diesem Grunde scheint es nicht angängig zu sein, wenn LOCKYER die „enhanced lines" als ein besonderes Linienspektrum betrachtet, dem er den Namen test-Spektrum gegeben hat. Da das Wasser ein Erhitzen der Elektroden verhindert und die erzeugten Dämpfe stark abkühlt, so kann man wohl annehmen, daß die mittlere Temperatur des Wasserfunkens niedriger ist als die des Luftfunkens, und es ist deshalb nicht ausgeschlossen, daß hierdurch einzelne Linien geschwächt sind. Dagegen muß die Entstehung der im Wasserfunken nochmals verstärkten Linien durch andere Umstände begünstigt werden, etwa durch chemische Anregung oder durch das gesteigerte Potential-

gefälle, und es würden dann diese Linien mit Recht den Namen „Funkenlinien“ verdienen.

Vergleicht man ferner die Intensitätsangaben von MORSE[1]) und W. v. BOLTON für den Wehneltunterbrecher mit den von mir beobachteten Intensitäten, so zeigt sich, daß im allgemeinen die Intensitätsänderungen unter beiden Entladungsbedingungen in demselben Sinne stattfinden, wenn auch nicht immer.

Von den charakteristischen Eigentümlichkeiten der Spektren des Wasserfunkens sind besonders die zahlreichen Umkehrungserscheinungen bemerkenswert. Das bedeutende Potentialgefälle bewirkt, daß der Funken bei geringem Elektrodenabstande ein kleines Volumen hat, und die durch ihn erzeugten Dämpfe infolge der schnellen Abkühlung im Wasser schon in einem relativ kleinen Raume große Gegensätze in der Temperaturverteilung aufweisen. Hierdurch sind nun alle Vorbedingungen für das Auftreten von Umkehrungserscheinungen gegeben. Von diesen sind beobachtet worden die gewöhnliche Umkehrung, die Selbstumkehrung und die teilweise Umkehrung, während mehrfache Umkehrungen bei der angewandten Dispersion nicht zu erkennen waren.

Eine ebenso auffallende Erscheinung im Wasserfunken bilden die in allen Teilen der Spektren beobachteten Linienverschiebungen. Es fragt sich nun, sind diese Wellenlängenänderungen wirkliche oder nur scheinbare, infolge unsymmetrischer Absorption. Da diese Absorptionslinien immer an der Seite der kürzeren Wellen liegen, so sind die scheinbaren Verschiebungen nach den längeren Wellen hin gerichtet. Es gibt aber auch Verschiebungen nach den kürzeren Wellen hin, namentlich von Umkehrungen. Ich bin der Ansicht, daß sowohl wirkliche als auch scheinbare Verschiebungen vorkommen; denn wenn ein Teil einer verschobenen Linie durch Absorption verschwindet, so muß die eine Kante dieser Linie schärfer sein als die andere, da die Absorptionslinien selbst durchweg scharf sind. Dies ist jedoch nicht immer der Fall. Es treten vielmehr zahlreiche Verschiebungen von Linien auf, die nach beiden Seiten hin gleich unscharf sind und von einer übergelagerten Absorptionslinie keine Spur erkennen

[1]) H. W. MORSE, Astrophys. Journ. **19**, 162—186, 1904, und **21**, 223—235, 1905.

lassen. Soweit nun Erfahrungen über Wellenlängenänderungen gemacht worden sind, können diese Verschiebungen nur auf hohe Drucke im Funken zurückgeführt werden, für die ja auch der explosionsartige Charakter der Entladungen spricht.

Fassen wir alle Erscheinungen zusammen, so stellt die Veränderung, welche die Funkenspektra beim Übergang vom Licht- zum Flüssigkeitsfunken erfahren, einen sehr komplizierten Vorgang dar, dessen Erklärung große Schwierigkeiten bereitet. Durch das Eintauchen des Funkens in Wasser wird die Luft ausgeschaltet, die Vorprozesse der Entladung werden andere und der ganze Vorgang wird disruptiver. Es ist unter diesen Umständen begreiflich, daß die Entladung mit heftigen, explosionsartigen Wirkungen verläuft. Ein Teil der Verbreiterungen mag auf Rechnung der auftretenden hohen Drucke zu setzen sein. Da die Dämpfung der Entladung in Wasser eine bedeutend größere ist als in Luft, so wäre zu erwarten, daß der Einfluß der Flüssigkeitsumgebung im umgekehrten Sinne geht, wie der Einfluß einer eingeschalteten Selbstinduktion. Man kann jedoch nicht allgemein sagen, daß die Spektra der Entladungen in Flüssigkeiten in der vom Bogen über den Selbstinduktionsfunken nach dem gewöhnlichen Funken gehenden Reihe noch jenseits des Flüssigkeitsfunkens rangieren. Rätselhaft bleibt auch die Rolle, welche die Flüssigkeit bei der Entladung spielt. Es tritt sowohl eine Zersetzung der Flüssigkeit als auch der Elektroden ein. Jene wird in H und O zerlegt und teilweise verdampft, diese werden, je nach der Natur des Elementes, aus denen sie bestehen, in verschiedenem Grade zerstäubt, unter Bildung von kolloidalen Lösungen. Hand in Hand damit gehen bei manchen Elementen chemische Prozesse anderer Art, z. B. Oxydation. Man kann nun annehmen, daß diejenigen Linien verstärkt werden, bei deren Entstehung die genannten chemischen Prozesse mitspielen. Hierüber läßt sich jedoch vorläufig kein Urteil gewinnen, da einerseits die Einzelheiten der chemischen Vorgänge nicht näher bekannt sind, andererseits auch für die Klassifikation der verschiedenen Linien nach dem Gesichtspunkte ihrer chemischen Anregung nur für wenige Elemente die nötigen Erfahrungen vorliegen. Während die Selbstumkehrungen und Verbreiterungen sich aus den Bedingungen des Funkens verstehen lassen, hält es schwer, sich ein Bild zu machen von der Ent-

stehung des kontinuierlichen Spektrums und der von ihm herrührenden Umkehrungen. Zunächst steht die Intensität des kontinuierlichen Grundes in keinem erkennbaren Zusammenhange mit der Zerstäubungsgeschwindigkeit, da einzelne, wenig zerstäubende Metalle intensive Spektra liefern und umgekehrt; sie ist in reinem Wasser am größten und reicht am weitesten ins Ultraviolett. Daraus ist zu schließen, daß die Intensität mit abnehmender Leitfähigkeit zunimmt, daß sie also um so größer ist, je disruptiver der Entladungsvorgang verläuft. Daß der Ursprung der kontinuierlichen Emission im Innern der Funkenbahn liegen muß, folgt aus der Tatsache der Linienumkehrungen. Es handelt sich wahrscheinlich um eine Lumineszenz, die im Innern der Funkenbahn ihren Sitz hat und unter Umständen sogar die Linien umzukehren vermag. Nach den Erfahrungen von SCHUMANN an Wasserstoffröhren kann man vielleicht annehmen, daß der Wasserstoff und der Sauerstoff bei den hohen Funkendrucken und der großen auftretenden Stromdichte das kontinuierliche Licht aussenden. Dadurch würde sich auch erklären, warum man von den Linien der Zersetzungsprodukte des Wassers nichts bemerkt. Allerdings muß hervorgehoben werden, daß es unter diesen Umständen nicht recht verständlich ist, warum das kontinuierliche Spektrum nicht in allen Fällen gleichmäßig auftritt. Endlich hat man mit der Möglichkeit zu rechnen, daß bei den hohen auftretenden Drucken auch die anomale Dispersion eine Rolle spielt, wenn auch die Konstanz der Erscheinungen dagegen spricht, daß dies in erheblichem Umfange der Fall ist.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **30. September 1909.** **Nr. 18.**

Permeabilität des Eisens bei schnellen Schwingungen;
von Hermann Zahn.

In einer Abhandlung[1]) „Widerstand von Eisendrähten für schnelle elektrische Schwingungen" habe ich über einige Versuche berichtet, die Permeabilität aus dem Widerstand von Eisendrähten für elektrische Schwingungen zu ermitteln. Es ergab sich dabei in Übereinstimmung mit Resultaten, die BATTELLI und MAGRI sowie SCHAMES erhalten hatten, daß die Permeabilität auch bei schnellen Schwingungen nicht konstant ist, sondern abnimmt mit Zunahme der magnetisierenden Kraft. Das Verhalten bei sehr schwachen magnetisierenden Kräften war indessen noch nicht untersucht worden.

Die bei meinen früheren Versuchen verwendete Methode erlaubt nun zwar, die Wechselstromwiderstände von dünnen Drähten verhältnismäßig recht genau zu messen, wie ich dies an zwei Beispielen mit unmagnetischem Material gezeigt habe. Demzufolge sind auch die Widerstände von Eisendrähten gut meßbar, und die daraus ableitbaren Permeabilitätswerte entsprechend sicher. Jedoch trifft man auf große Schwierigkeiten, wenn man die zu den

[1]) H. ZAHN, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 185, 1909.

erhaltenen Permeabilitäten gehörigen Feldstärken zu ermitteln sucht. Ich habe zwar in einem Falle die Feldstärken berechnet nach einem Verfahren, das zuerst KLEMENČIČ[1]) bei schwingungsdurchflossenen Drähten angewendet hat. Dasselbe beruht auf der Voraussetzung, daß der Strom nur an der Oberfläche des Drahtes fließt, daß also die inneren Teile praktisch stromlos sind. Ich habe schon damals darauf hingewiesen, daß bei den von mir benutzten Drähten dieser Forderung jedenfalls nicht genügt war, da die Drähte zu dünn waren. Andererseits waren sie auch nicht so dünn, daß ihr Querschnitt von den Stromlinien gleichmäßig erfüllt war, in welchem Falle es auch möglich wäre, die im Drahte herrschende Feldstärke zu berechnen. Nun kann aber bei meiner Methode aus meßtechnischen Gründen die Drahtdicke weder so groß noch so klein gewählt werden, daß einer der beiden Grenzfälle mit genügender Annäherung zu realisieren wäre.

Wollte man die Feldstärken trotzdem, etwa nach dem KLEMENČIČschen Verfahren berechnen, so würde man nicht nur in absoluter Beziehung ungenaue Werte der Feldstärke erhalten, sondern auch relativ falsche, indem die Feldstärke an der Drahtoberfläche nicht proportional mit der Stromstärke wächst. Es rührt dies daher, daß die Stromverteilung im Drahte bei magnetischen Materialien eine Funktion der Stromstärke ist.

Von diesen Schwierigkeiten wird die von SCHAMES[2]) gewählte Versuchsanordnung nicht berührt. Hier wird das magnetische Feld in einer stromdurchflossenen Spule aus Kupferdraht erzeugt, und es wird die Spannung an den Enden einer Spule, die einen Eisenkern enthält, verglichen mit der Spannung an den Enden einer eisenfreien Spule. Abgesehen davon, daß ein Feld in einer Spule streng proportional der Stromstärke ist, hat es noch den Vorzug, leicht berechenbar zu sein. Ein Nachteil der SCHAMESschen Anordnung besteht darin, daß sich damit keine sehr hohen Schwingungszahlen erreichen lassen, wenigstens nicht mit ungedämpften oder schwach gedämpften Schwingungen. Bei SCHAMES ist die im Schwingungskreis enthaltene Selbstinduktion im wesentlichen gebildet durch zwei gleiche Spulen, in deren eine das zu

---

[1]) J. KLEMENČIČ, Wied. Ann. 53, 718, 1894.
[2]) L. SCHAMES, Ann. d. Phys. (4) 27, 64, 1908.

untersuchende Eisen eingeführt wird; es ist daher ein großer Teil der Leitung mit Dämpfungsursachen behaftet. Ferner werden in dieser Anordnung[1]) bei höheren Schwingungszahlen erhebliche Abweichungen von der quasistationären Strömung auftreten, die durch das Vorhandensein eines Eisenkernes noch verstärkt werden können.

Ich möchte bei dieser Gelegenheit noch auf eine Fehlerquelle der Anordnung hinweisen, die Herrn SCHAMES entgangen zu sein scheint, da er dieselbe nicht erwähnt. In § 5 seiner Arbeit behandelt er die Schwingungszahl n seines Kreises als konstant, während bei seiner Versuchsanordnung n nicht konstant, sondern von der Stromstärke abhängig sein müßte. Es folgt dies, wenn man n ausdrückt durch die KIRCHHOFF-KELVINsche Formel $n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}}$, was ja jedenfalls in erster Annäherung erlaubt ist. Nun ist L nahe gleich $L_A + L_B$, wo L_A die Selbstinduktion der eisenhaltigen, L_B die der eisenfreien Spule ist. Gegen die Berechnung der Permeabilität aus der SCHAMESschen Gleichung (1[2]) ist nur dann nichts einzuwenden, wenn die zugehörige Schwingungszahl aus der Gleichung (2) für jede Stromstärke eigens berechnet wird. Es ist daher prinzipiell nicht richtig, daß die Kurven, welche die Beziehung zwischen Stromstärke und Spannung, an der eisenfreien Spule gerade Linien sein müssen, wenn lediglich die Stromstärke geändert wird. Daß dies bei den Versuchen von SCHAMES doch nahe der Fall war, ist auf den Umstand zurückzuführen, daß der Eisenquerschnitt sehr klein im Verhältnis zum Spulenquerschnitt gewählt war. Infolgedessen fallen die Abweichungen innerhalb der Versuchsfehler. Dieselben werden um so geringer, je kleiner die Permeabilität und je unabhängiger sie von der Feldstärke wird; sie verschwinden also schon bei einigermaßen schnellen Schwingungen.

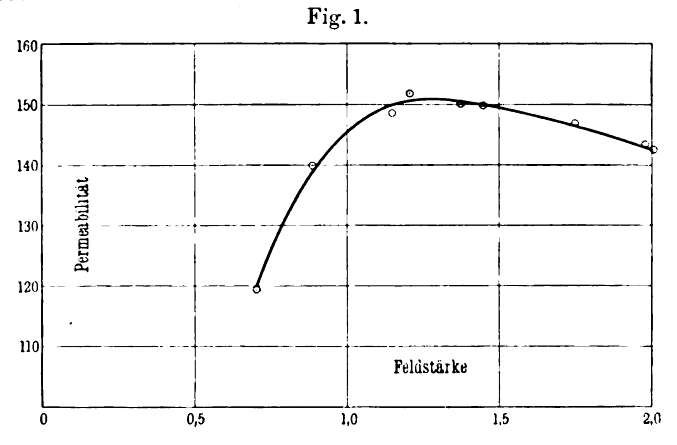
Indessen läßt sich dieser Mißstand der Versuchsanordnung vermeiden durch eine geringe Abänderung, die ich vorgenommen habe. Ich habe nämlich die beiden zu vergleichenden Spulen sehr klein gemacht im Vergleich zu der sonstigen im Schwingungs-

---

[1]) l. c., S. 65, Fig. 1.
[2]) l. c., S. 69.

kreis vorhandenen Selbstinduktion. Dann ist nur ein kleiner Bruchteil der Selbstinduktion abhängig von der Stromstärke; daher ist bei schnellen Schwingungen selbst für große Beobachtungsgenauigkeit die Schwingungszahl unabhängig von der Stromstärke. Mit dieser Abänderung ist es zugleich möglich, die Methode auf sehr viel schnellere Schwingungen anzuwenden, allerdings sind nun sehr viel empfindlichere Spannungsmesser erforderlich als die von SCHAMES benutzten. Als solche kommen Bolometer und Thermoelemente, beide natürlich mit hohem Widerstande, in Betracht; ich habe mit gutem Erfolge eine Anzahl sehr dünndrähtiger hintereinandergeschalteter Thermoelemente verwendet.

Fig. 1.



Besondere Sorgfalt ist bei schnellen Schwingungen zu legen auf das Einhalten quasistationärer Strömung in den zur Untersuchung dienenden Teilen. Da ich Herrn GANZLIN veranlaßt habe, die von mir begonnenen Untersuchungen im hiesigen Institut fortzusetzen, so möchte ich keine Einzelheiten über die Apparatur und die Messungen bringen.

Es hat sich bei diesen Versuchen ergeben, daß ebenso wie bei konstanter Magnetisierung auch bei schnellen Schwingungen die Permeabilität bei schwachen Feldstärken schnell mit der Feldstärke wächst, ein Maximum erreicht, um dann langsam abzufallen. Es sind jedoch die erreichten Maximalwerte sehr viel kleiner als die mit Gleichstrommagnetisierung erhaltenen, auch

erfolgt der Abfall nach Überschreiten des Maximums sehr viel allmählicher.

In vorstehender Figur teile ich eine Kurve mit, die den Verlauf der Permeabilität bei sehr geringen Feldstärken zeigt. Die schwach gedämpften Schwingungen wurden durch Stoßerregung hervorgerufen, ihre Schwingungszahl war $2 . 10^6$. Der untersuchte Eisenkörper bestand aus 30 Haardrähten von je 0,0494 mm Durchmesser, welche elektrisch ausgeglüht waren.

Der Verlauf der Kurve ist durchaus ein derartiger, wie er sich nach den Versuchen von SCHAMES[1]) erwarten ließ. Was die absoluten Werte der Permeabilität betrifft, so schließen sie sich den bisher bei diesen Schwingungszahlen gefundenen gut an.

---

[1]) l. c., S. 79.

Kiel, Physikalisches Institut der Universität, September 1909.

Über die Bildung fester Oberflächen auf kolloidalen Flüssigkeiten und das lichtelektrische Verhalten derselben;

von F. Plogmeier.

Während man bei den lichtelektrischen Versuchen an Metallplatten sehr bald erkannte, daß die Oberflächenbeschaffenheit derselben von großem Einfluß auf ihre lichtelektrische Empfindlichkeit ist, wurde bei wässerigen Lösungen ein ähnliches Verhalten zunächst nicht beobachtet.

Erst Herr ROHDE[1]) wies im Jahre 1906 nach, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit wässeriger Lösungen von Fuchsin und Methylviolett sehr vom Alter der Oberfläche abhängig ist.

Sie wächst, mit einem geringen Werte bei einer frischen Oberfläche beginnend, zu einem konstanten Grenzwerte an. Herr ROHDE zeigte ferner, daß diese Erscheinung auf die Ausbildung einer festen Oberflächenschicht zurückzuführen ist, die nach seinen Versuchen aus dem festen Farbstoff besteht.

Das Auftreten ähnlicher fester Oberflächenschichten hatte schon im Jahre 1903 Herr SCHÜTT[2]) bei wässerigen Lösungen von Eisenacetat, Albumin und Saponin beobachtet. Er glaubte, daß es seinen Grund in einer Einwirkung der Luft habe. Herr ROHDE dagegen kam zu dem Schluß, daß „die Schichtbildung bedingt ist durch ein Zusammenwirken von Lösungsmittel und gelöster Substanz“.

Um diese Erscheinung aufzuklären, habe ich auf Veranlassung von Herrn Prof. G. C. SCHMIDT eine Reihe von Versuchen angestellt, über die im folgenden kurz berichtet werden soll.

Zunächst galt es, die Versuche von Herrn ROHDE zu wiederholen.

---

[1]) O. ROHDE, Über Oberflächenfestigkeit bei Lösungen von Fuchsin und Methylviolett, über lichtelektrische Wirkung bei denselben. Diss. Kiel 1906.

[2]) K. SCHÜTT, Ann. d. Phys. (4) 13, 712, 1904.

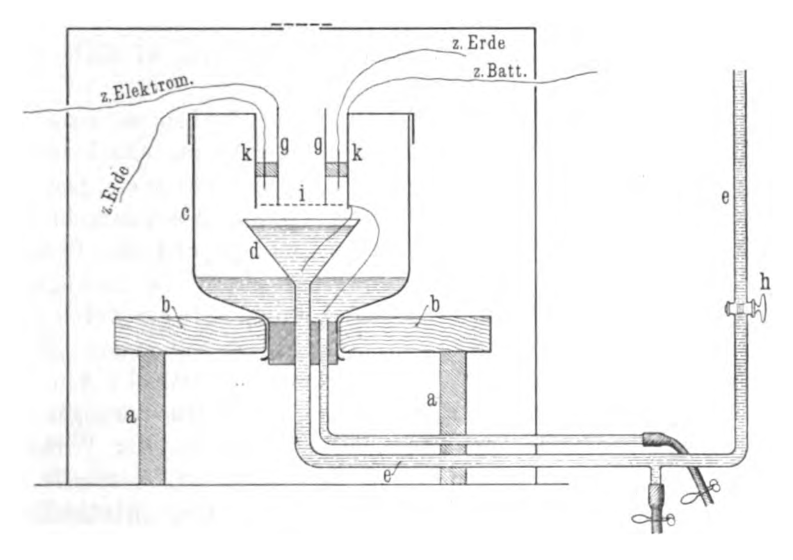


Die Versuchsanordnung war mit einigen kleinen Änderungen dieselbe, die Herr Rohde benutzte. In einem mit Stanniol belegten Kasten, dessen Belag geerdet war, ruhte auf drei Siegellacksäulen *a* (Fig. 1) ein Brett *b*. Eine weithalsige Flasche, deren Boden abgesprengt war, wurde in der aus der Figur ersichtlichen Weise mit ihrem Halse in einer Durchbohrung des Brettes befestigt. Sie war verschlossen mit einem Kork.

Ein Trichter *d* von 6 cm lichter Weite, an dessen Rand vier Ausflußlippen angebogen waren, führte durch den Kork und stand

Fig. 1.

∗m



mittels eines Zuleitungsrohres *e* mit einer isoliert aufgestellten Mariotteschen Flasche in Verbindung, in der sich die zu untersuchende Lösung befand. Durch Umlegen eines Hahnes *h* im Zuleitungsrohre konnte man die Lösung im Trichter ansteigen lassen bzw. den Zufluß unterbrechen. Ein feinmaschiges Drahtnetz *i* aus oxydiertem Eisendraht von 4 cm Durchmesser diente zum Auffangen der negativen Quanten. Es war folgendermaßen angebracht: Ein Zylinder *k* aus oxydiertem Eisenblech ruhte mittels dreier Träger aus Eisendraht auf dem Rande der abgesprengten Flasche. Die

Träger waren so gestellt, daß eine Verschiebung des Zylinders unmöglich war. An diesen war eine Spannung von — 360 Volt gelegt. Er trug mit Hilfe zweier $1^1/_3$ cm langer Siegellackstücke zwei Eisendrähte *g*, an die das Netzchen angelötet war. Zwischen Zylinder und Eisendraht war je ein Stück Eisenblech in den Siegellack eingelassen; diese waren geerdet und verhinderten somit ein Hinüberkriechen der Ladung vom Zylinder zum Netzchen. Die Entfernung des Netzchens von der Oberfläche der Lösung betrug 0,5 cm. Vom Zylinder reichten zwei Platindrähte in den Trichter und in die abgesprengte Flasche.

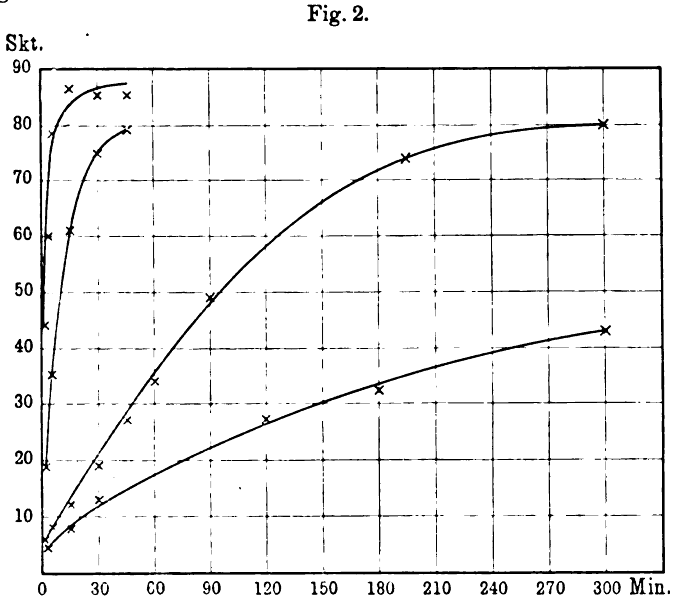
Das Eisendrahtnetz stand mit dem einen Quadrantenpaare eines DOLEZALEKschen Elektrometers in Verbindung. Das andere Quadrantenpaar war geerdet. An der Nadel lag eine Spannung von 80 Volt. Die Empfindlichkeit betrug 67 Skalenteile pro Volt.

Als Lichtquelle wurde der Induktionsfunken *m* zwischen Cadmiumelektroden benutzt. Der Funkenstrecke war eine Leidener Flasche parallel geschaltet. Sie wurde gespeist durch ein größeres Induktorium mit Platinunterbrecher. Durch Abschmirgeln der Elektroden und Regulierung der Funkenlänge und der Primärstromstärke auf einen konstanten Wert wurde die Lichtquelle möglichst konstant gehalten. Die Belichtung erfolgte durch eine kreisrunde Öffnung im Deckel des Kastens, die mit einem Drahtnetz überzogen war. Der Abstand der Funkenstrecke von der Oberfläche der Lösung betrug bei empfindlicheren Lösungen 26, bei weniger empfindlichen 19 cm. Das Verhältnis der Wirkung in diesen beiden Abständen wurde an einer alten Oberfläche als 1:5,8 ermittelt. Die Werte sind sämtlich auf einen Abstand von 19 cm umgerechnet. Die Messungen wurden in folgender Weise ausgeführt: Durch Öffnen des Hahnes *h* ließ ich die Lösung im Trichter aufsteigen und aus den vier Ausbiegungen an seinem Rande ausfließen. Dann schloß ich den Hahn und hatte nun eine frische Oberfläche. Von diesem Moment an ist das Alter der Oberfläche gerechnet. Einige Sekunden bevor eine Messung stattfinden sollte, unterbrach ich einen Kontakt, der das Netzchen und das mit ihm verbundene Quadrantenpaar erdete. Blieb nun das Elektrometer in Ruhe, so setzte ich das Induktorium in Tätigkeit. Die Belichtungsdauer betrug $^1/_2$ Minute.

Von den so gemessenen Empfindlichkeiten habe ich immer den Ausschlag subtrahiert, den ich bei einer gleichen Messung an destilliertem Wasser erhielt. Er betrug im Höchstfalle sechs Skalenteile.

Vor der Füllung des Apparates mit einer neuen Lösung wurde er durch Ausspülen mit Salzsäure und destilliertem Wasser gereinigt.

Fig. 2.



Wie sich bald zeigte, ist die Versuchsanordnung nicht einwandfrei. Sie gestattet nämlich nicht, die Temperatur und den Feuchtigkeitsgehalt im Innern des Apparates konstant zu halten. Diese beiden Faktoren sind aber von besonderer Wichtigkeit, da, wie später gezeigt werden soll, die Verdunstung bei der Bildung der Haut eine große Rolle spielt. Trotzdem habe ich von einer Abänderung des Apparates abgesehen, da die Ausbildung der Oberflächenschicht und die lichtelektrische Empfindlichkeit nicht immer parallel gehen, und ferner verschiedene Präparate verschiedene Werte geben.

Aus dem oben genannten Grunde und wegen der nicht ganz zu behebenden Inkonstanz der Lichtquelle zeigten sich zwischen

gleichen Versuchsreihen oft beträchtliche Abweichungen. Die Messungen haben daher nur qualitativen Wert.

Zunächst habe ich wässerige Lösungen folgender Farbstoffe untersucht: Fuchsin, Methylviolett, Hofmannsviolett, Rhodamin, Eosin und Naphtolgelb. Beim Methylviolett und Fuchsin konnte ich die Resultate des Herrn ROHDE im allgemeinen bestätigen. Die Lösungen der übrigen untersuchten Farbstoffe verhalten sich ganz ähnlich.

Als Beispiel sind die für Eosinlösungen verschiedener Konzentration erhaltenen Ausschläge in Tabelle I (Fig. 2) zusammengestellt.

Tabelle I.

(Die Standlösung enthielt 13,00 g Eosin im Liter.)

Alter der Oberfläche	Wirkung bei der Konzentration, ausgedrückt in Bruchteilen der Standlösung			
	1	1/2	1/10	1/20
1/2′	44	19	6	5
3′	60	—	—	—
5′	79	35	8	—
15′	87	61	12	8
30′	85	75	19	13
45′	84	79	27	—
60′	—	—	34	—
90′	—	—	49	—
120′	—	—	—	27
180′	—	—	—	32
195′	—	—	74	—
300′	—	—	80	43

Die Empfindlichkeit einer frischen Oberfläche ist immer gering, in vielen Fällen gleich Null. Sie wächst mit dem Altern der Oberfläche anfangs schnell, später langsam und nähert sich einem konstanten Grenzwerte. Die Geschwindigkeit, mit der das Anwachsen erfolgt, ist abhängig von der Konzentration. Der Grenzwert selbst ist dagegen in weiten Grenzen von ihr unabhängig.

Aus dem Anwachsen der lichtelektrischen Empfindlichkeit darf man nach den Versuchen des Herrn ROHDE auf die Ausbildung einer festen Oberflächenschicht bei all diesen Farbstoff-

lösungen schließen. In vielen Fällen konnte ich sie mit dem Auge wahrnehmen oder aus dem Verhalten der Oberfläche beim Blasen gegen dieselbe erkennen.

Von den Farbstoffen Fuchsin, Methylviolett und Hofmannsviolett gelangten je zwei Präparate zur Untersuchung, um den Einfluß der Bezugsquelle zu verfolgen. Das eine Präparat war bezogen von Merck, das andere von Kahlbaum. Ein Unterschied in der Empfindlichkeit entsprechender Lösungen von gleicher Konzentration war immer festzustellen. Am auffallendsten war er bei den Lösungen von Methylviolett. Die Tabelle II enthält die Empfindlichkeit für zwei Lösungen gleicher Konzentration. Sie enthielten beide 0,53 g Methylviolett im Liter.

Tabelle II.

Alter der Oberfläche	Lösung des Präparats von	
	Merck	Kahlbaum
1/2′	276	16
3′	660	25
5′	798	33
15′	942	59
30′	972	93
45′	—	123
60′	—	141
8 St.	—	148
20 St.	—	160

Die Empfindlichkeit der beiden Präparate im gepulverten Zustande war gleich. Daraus folgt, daß entweder die feste Substanz an der Oberfläche der Lösung nicht dieselbe stoffliche Zusammensetzung hat wie der ursprüngliche Stoff, oder daß der physikalische Zustand der beiden Oberflächen verschieden ist.

Um diese Beobachtungen zu erklären, ist wohl die nächstliegende Annahme die folgende: Unter dem Einfluß des Sauerstoffs der Luft bildet sich ein schwer löslicher, lichtelektrisch empfindlicher Körper. Diese Erklärung deckt sich mit der von Herrn Schütt, welcher ebenfalls die Schichtbildung auf den Einfluß der Luft zurückführt. Um diese Hypothese zu prüfen, habe ich Messungen in Kohlensäure und Wasserstoff ausgeführt.

Der Apparat erforderte zu diesem Zwecke eine Umgestaltung. Das Brett, in dem die abgesprengte Flasche befestigt war, wurde durch eine Platte aus Hartparaffin ersetzt. Der Hals ging luftdicht durch sie hindurch. Über das Ganze wurde eine Glaskuppel gestülpt; der Rand derselben wurde erwärmt, so daß er in die Paraffinplatte einsank. Die Kuppel war im Innern mit Stanniol belegt, der Belag geerdet. Der weite Hals der Kuppel war mit einem Kork verschlossen. In diesem befand sich ein Zuleitungs- und ein Ableitungsrohr für die Gase und ein Quarzfenster, durch das belichtet wurde. Alle Drähte führten durch die Paraffinplatte hindurch. Das Gas, in dem die Messungen gemacht werden sollten, wurde vorher 20 Minuten durch den Apparat geleitet.

In der Tabelle III sind die an einer Fuchsinlösung in den drei Gasen Luft, Kohlensäure und Wasserstoff ausgeführten Messungen wiedergegeben.

Tabelle III.

Alter der Oberfläche	Empfindlichkeit in		
	Luft	CO_2	H_2
1'	5	2	3
5'	20	13	18
15'	50	47	71
30'	95	130	125
45'	—	160	140
60'	—	173	147
80'	172	—	—
90'	171	185	153

Ein Einfluß des Gases, speziell eine Oxydation durch den Sauerstoff der Luft liegt nicht vor.

Herr Rohde hat bereits erkannt, daß die Verdunstung die Ausbildung der festen Oberflächenschicht beschleunigt. In Anlehnung an einen Versuch von Herrn Rohde machte ich folgenden: Zwei kleinere Glaskolben füllte ich bis zur Hälfte mit einer Lösung von Fuchsin; die eine verkorkte ich, durch die andere leitete ich einen Strom trockener Luft. Auf der Lösung in dieser Flasche hatte sich nach 15 Stunden eine Schicht von beträchtlicher Dicke gebildet; auf der Lösung in der verkorkten Flasche dagegen konnte ich eine Haut nicht nachweisen, doch sei bemerkt, daß

die Beobachtung derselben dadurch erschwert wurde, daß sie durch die Glaswand hindurch erfolgen mußte. Deshalb habe ich über eine Glasschale, die dieselbe Lösung enthielt, eine Glaskuppel gestülpt. Neben der Schale lag stark angefeuchtetes Filtrierpapier. Als nach 15 Stunden die Kuppel entfernt wurde, ließ sich eine allerdings nur geringe Festigkeit der Oberfläche nachweisen. Es hat also den Anschein, als ob auch ohne Verdunstung die Schichtbildung auftritt.

Es war danach zu erwarten, daß auch das Anwachsen des lichtelektrischen Effektes durch eine Beschleunigung der Verdunstung beschleunigt, durch eine Behinderung derselben verzögert, vielleicht ganz vernichtet würde. Zu diesen Messungen wurde derselbe Apparat benutzt wie zu den Messungen in verschiedenen Gasen. Einmal wurde er mit trockener Luft gefüllt und während der Messungen ein langsamer Strom trockener Luft hindurchgeleitet, das andere Mal dagegen mit feuchter Luft gefüllt und während der Messungen geschlossen. Tabelle IV enthält die Resultate zweier solcher Messungsreihen an einer Fuchsinlösung.

Tabelle IV.

Alter der Oberfläche	Ausschlag in	
	trockener Luft	feuchter Luft
1′	63	1
5′	130	8
10′	229	25
15′	393	54
30′	498	94

Der Einfluß der Verdunstung ist danach sehr groß, doch zeigte sich auch in feuchter Luft das typische Wachsen der Empfindlichkeit.

Aus diesen Beobachtungen geht also hervor:

1. Die Ausbildung der Oberflächenschicht bei den Anilinfarbstoffen ist fast unabhängig von der chemischen Natur des Gases, welches mit der Oberfläche in Berührung ist. Die Bildung eines neuen, schwerer löslichen Stoffes unter dem Einfluß des Sauerstoffs der

Luft ist somit nicht die Ursache der Bildung der festen Haut.

2. Alle Einflüsse, welche die Verdunstung beschleunigen, beschleunigen auch die Ausbildung der Oberflächenschicht, doch bildet sie sich auch, wenn auch in geringem Maße, ohne Verdunstung aus.

Wie bereits Herr HALLWACHS und andere nachgewiesen, sind die alkoholischen Lösungen der Anilinfarbstoffe nicht lichtelektrisch empfindlich. Ich konnte dies Ergebnis bestätigen; es bildet sich nämlich keine feste Haut aus, und es verhalten sich daher die alkoholischen Lösungen wie wässerige Lösungen mit frischer Oberfläche. Nun unterscheidet sich eine wässerige Lösung der Farbstoffe von einer alkoholischen, abgesehen von der größeren Oberflächenspannung, in der Herr ROHDE die Ursache der Schichtbildung vermutet, vor allem dadurch, daß die wässerigen Lösungen kolloidal, die alkoholischen aber kristalloidal sind [1]). Auf Grund dieser Tatsache habe ich mir folgende Vorstellung über die Ausbildung der Haut gebildet. Von den kolloidalen Teilchen befinden sich einige in der Nähe der Oberfläche; indem nun die Flüssigkeit, welche die einzelnen kolloidalen Teilchen umgibt, verdunstet, bleiben sie wegen ihrer geringen Beweglichkeit im festen Zustande zurück, schwimmen auf der Oberfläche und bilden so eine mit der Zeit immer dicker werdende Haut. Auf Grund dieser Vorstellung erklärt sich sofort, weswegen alle Einflüsse, welche die Verdunstung beschleunigen, auch die Ausbildung der Oberflächenschicht beschleunigen. Es erklärt sich auch sofort, weswegen auf den Lösungen von Kristalloiden keine Haut sich ausbildet, denn die Teilchen an der Oberfläche werden, wenn die Flüssigkeit ringsherum verdunstet, wegen ihrer leichten Beweglichkeit sofort wieder ins Innere der Flüssigkeit dringen und dort gelöst werden.

Aus dieser Vorstellung folgt:

1. daß Elektrolytzusätze die Hautbildung beschleunigen müssen, da sie den Kolloidcharakter erhöhen [2]), während Nichtelektrolyte ohne Einfluß sein müssen;

---

[1]) F. KRAFFT, Ber. d. D. Chem. Ges. 32, 1610, 1899.

[2]) TEAGUE und BUXTON, ZS. f. phys. Chem. 60, 469, 1907.

2. daß bei allen Kolloiden sich eine Haut ausbilden muß, die, falls sie lichtelektrisch empfindlich ist, sich ähnlich wie die Anilinfarbstoffe verhalten muß.

Die nachfolgenden Versuche bestätigen das.

Von den Messungen, die ich mit Rücksicht hierauf ausgeführt habe, sind in Tabelle V und VI die für eine Eosinlösung wiedergegeben.

Tabelle V.

Alter der Oberfläche	Empfindlichkeit bei den Zusätzen			
		NaCl 1 n	NaCl 3 n	K_2SO_4 1 n
1′	8	10	16	10
5′	9	16	34	16
15′	13	31	63	39
30′	20	61	77	58
45′	29	76	—	69
60′	33	80	80	79
75′	—	83	—	80
90′	51	—	—	—

Tabelle VI.

Alter der Oberfläche	Empfindlichkeit bei den Zusätzen		
		Zucker 20 Proz.	Harnstoff 2 Proz.
1′	8	8	7
5′	9	10	11
15′	13	18	19
30′	20	20	23
45′	29	20	29
60′	33	—	40
90′	51	—	52
150′	65	20	61

Bei anderen Farbstofflösungen ist die Wirkung von Elektrolyten und Nichtelektrolyten qualitativ dieselbe. Elektrolyte beschleunigen die Ausbildung der Haut und das Wachsen der lichtelektrischen Empfindlichkeit. Durch eine Erhöhung der Konzentration des zugesetzten Elektrolyten kann man es sogar erreichen, daß sich die Schicht

momentan so stark ausbildet, daß sie mit dem Auge wahrgenommen werden kann. Nichtelektrolyte haben dagegen kaum einen Einfluß. Nach dem Zusatz einer größeren Menge Zucker erreichte die Empfindlichkeit nicht mehr ihren früheren Grenzwert. Dies erklärt sich daraus, daß sich bei der Verdunstung an den festen Farbstoffteilchen Zucker ausschied.

Nachdem der Einfluß der Kolloidalnatur durch die vorhergehenden Versuche sehr wahrscheinlich gemacht war, wurde untersucht, ob sich auch bei Lösungen anorganischer Kolloide die charakteristische Haut ausbildet und sie sich lichtelektrisch ähnlich wie die Anilinfarbstoffe verhalten. Es mußten Stoffe gewählt werden, die im festen Zustand den Hallwachseffekt zeigen.

Zunächst gelangten Lösungen von Arsen- und Antimontrisulfid zur Untersuchung. Ich stellte diese Lösungen her, indem ich in eine Lösung von As_2O_3 bzw. Brechweinstein in elektrolytfreiem Wasser Schwefelwasserstoff einleitete. Bringt man diese Lösungen auf ein Uhrglas, so scheidet sich mit der Zeit an der Oberfläche eine feste Substanz aus, die sich mit dem Auge wahrnehmen läßt. Doch bildet sie keine zusammenhängende Haut, sondern Inseln und Flocken, die an der Oberfläche schwimmen. Diese hat wenig von ihrer Beweglichkeit verloren. Beim Blasen gegen dieselbe bewegen sich die festen Teile wie auf einer freien Oberfläche.

Nunmehr versuchte ich auch auf lichtelektrischem Wege die Abscheidung des festen Stoffes zu verfolgen. Die Resultate der Messungen waren sehr schwankend. Bei der einen Messungsreihe zeigte sich eine mit der Zeit zunehmende Empfindlichkeit, bei einer anderen blieb sie ganz aus, obschon ich auch in diesem Falle immer feststellen konnte, daß sich an der Oberfläche ein fester Stoff ausgeschieden hatte. Mit der Schichtbildung geht also die lichtelektrische Empfindlichkeit nicht immer parallel. Da dieselbe Erscheinung auch in einer Atmosphäre von Wasserstoff und Schwefelwasserstoff auftrat, kann der Grund nicht in einer Oxydation des in feiner Verteilung sich ausscheidenden As_2S_3 oder Sb_2S_3 liegen. Der Grund ist vielmehr wahrscheinlich der folgende: Da bei diesen Lösungen der feste Stoff keine zusammenhängende Haut an der Oberfläche bildet, verdunstet das Wasser stärker als bei den Anilinfarbstoffen und

bedeckt die Oberfläche der ausgeschiedenen Schicht mit einer Wasserhaut. Daß durch anhaftendes Wasser die lichtelektrische Empfindlichkeit stark herabgesetzt wird, darauf hat schon Herr STOLETOW[1]) hingewiesen. Ich kann dies bestätigen. Denn als ich das trockene, sehr empfindliche Kupfersulfid anfeuchtete, sank seine Empfindlichkeit von 220 Skalenteilen auf 23 herab. Ebenso verhielt sich Antimontrisulfid.

Diese Versuche brachten somit keine eindeutige Entscheidung. Ich ging daher dazu über, kolloidale Metalle zu untersuchen. Zu diesem Zwecke benutzte ich die sogenannten PAALschen Metallpräparate, die Herr Prof. PAAL in Erlangen freundlichst zur Verfügung stellte, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank ausspreche; Präparate von Palladium, Silber, Gold und Selen waren in Schutzkolloide eingebettet. Als solche dienten lysalbinsaures Na, protalbinsaures Na und ein Gemisch von beiden. Das Gold war in freie Lysalbinsäure eingebettet. Da ich mit weniger Lösung auskommen mußte, wurde der Apparat geändert.

Die Schutzkolloide im festen Zustande waren vollkommen unempfindlich, dagegen zeigten die Metallpräparate im festen Zustande eine beträchtliche Empfindlichkeit.

Tabelle VII.

Alter der Oberfläche	Empfindlichkeit bei den Zusätzen				
		KCl $^1/_{10}$ n	KCl $^1/_{50}$ n	$BaCl_2$ $^1/_{50}$ n	Zucker 5 Proz.
3′	2	67	16	35	2
10′	—	79	19	37	—
30′	4	87	21	41	—
60′	—	90	23	42	3
2 St.	—	—	—	42	—
4 St.	8	—	—	—	4
22 St.	19	—	—	—	—

Die wässerigen Lösungen dieser Präparate bilden nach einiger Zeit eine feste Oberflächenschicht aus. Bei der Lösung des Goldpräparates jedoch konnte ich sie erst nach dem Zusatz eines Elektrolyten mit meinen Mitteln nachweisen. Lichtelektrisch ver-

[1]) C. R. 106, 1593, 1888.

hielt sich das Palladium genau so wie die Anilinfarbstoffe, wie die Tabelle VII beweist.

Die Empfindlichkeit wuchs, mit einem kleinen Werte bei der frischen Oberfläche beginnend, bis zu einem konstanten Grenzwerte an. Es erfolgte jedoch langsamer als bei den Farbstofflösungen. Ein Elektrolytzusatz beschleunigte den Vorgang äußerst stark. Nichtelektrolyte waren ohne Einfluß. Auch das Silbersol ohne Zusatz zeigte das charakteristische Steigen der Empfindlichkeit. Nach einem Zusatz von KCl jedoch blieb der Hallwachseffekt ganz aus, obwohl die Ausbildung der festen Oberflächenschicht beschleunigt wurde. Die reine Lösung des Goldpräparats zeigte keine Empfindlichkeit. Bei einem geringen Elektrolytgehalt jedoch bildete sich sofort eine feste Oberflächenschicht, die auch lichtelektrisch empfindlich war. Die Empfindlichkeit nahm aber mit der Zeit ab und verschwand schließlich ganz, während die feste Haut blieb. Sie zeigte also die Erscheinung des Alterns wie die Metalle. Die Lösung des Selenpräparats war sowohl mit wie ohne Elektrolytzusatz unempfindlich, obwohl sich in beiden Fällen, im ersten sogar recht bald, eine feste Haut bildete.

Diese Versuche bestätigen von neuem, daß ein Parallelismus zwischen der Ausbildung der festen Oberflächenschicht und der lichtelektrischen Empfindlichkeit nicht besteht, selbst wenn der gelöste Stoff im festen Zustande lichtelektrisch empfindlich ist.

Bei allen von mir untersuchten wässerigen Lösungen konnte ich feststellen, daß eine Oberfläche, an der sich kein fester Stoff ausgeschieden hat, den Hallwachseffekt nur sehr schwach oder gar nicht zeigt. Dem scheint eine Angabe des Herrn HALLWACHS[1]) zu widersprechen, der für eine wässerige Lösung von KNO_2, bei der ich keine feste Oberflächenschicht feststellen konnte, eine Empfindlichkeit von derselben Größenordnung fand wie für eine Fuchsinlösung. Ich habe aber bei meinen Versuchsbedingungen auch an einer sehr konzentrierten Lösung eine Empfindlichkeit nicht nachweisen können. Ob bei höheren Spannungen und bei Steigerung der Lichtintensität ein Effekt auftritt, sollen spätere Versuche zeigen.

---

[1]) Wied. Ann. 37, 669, 1889.

Aus diesen Versuchen folgt:

1. Anorganische Kolloide verhalten sich im wesentlichen wie die Anilinfarbstoffe; es bildet sich bei beiden mit der Zeit eine Haut aus, die, falls der feste Körper lichtelektrisch empfindlich ist, in den meisten Fällen ebenfalls lichtelektrisch empfindlich ist. Elektrolyte beschleunigen die Ausbildung der Haut, Nichtelektrolyte sind ohne Einfluß. Das Gas, welches mit der Oberfläche in Berührung steht, spielt keine wesentliche Rolle.

2. Hautbildung und lichtelektrische Empfindlichkeit laufen nicht immer parallel.

3. Die Erscheinung der Ausbildung der Haut ist in allen Fällen an die kolloidale Natur der Lösung gebunden.

Diese Versuche bestätigen somit die oben skizzierte Vorstellung. Der Grund der Schichtbildung liegt in der geringen Beweglichkeit der kolloidalen Teilchen. Infolge der Brownschen Molekularbewegung gelangen sie aus tieferen Schichten in die Oberfläche. Von O. Liebreich[1]) ist nun nachgewiesen worden, daß in der Oberfläche von Flüssigkeiten sich ein „toter Raum", d. h. ein Raum, in dem chemische Reaktionen nicht vonstatten gehen, ausbildet. Er führt diese Erscheinung zurück auf eine Verminderung der Beweglichkeit der Flüssigkeitsteilchen in der Nähe der Oberfläche, welche sich auch auf die Moleküle der chemisch aktiven Stoffe erstreckt. Durch eine Reihe von Versuchen[2]) hat er die Richtigkeit dieser Erklärung bewiesen.

Auf das Vorhandensein dieses toten Raumes führe ich die Ausbildung der Haut bei den Kolloiden zurück. Ebenso wie die Beweglichkeit der Moleküle des Lösungsmittels in der Nähe der Oberfläche behindert wird, ebenso wird dies auch der Fall sein bei den gelösten kolloidalen Teilchen. Die letzteren werden daher in der Nähe der Oberfläche die Molekularbewegung mehr oder weniger verlieren. Im toten Raume ist das Lösungsvermögen der Flüssigkeit vermindert: Es treten mehr Teilchen ein als aus und somit erfolgt mit der Zeit Ausscheidung. Bei Kristalloiden tritt sie nicht ein, weil die Beweglichkeit und das Diffusionsvermögen

---

[1]) O. Liebreich, Beibl. **11**, 677; **13**, 998; **15**, 390.

[2]) Derselbe, ZS. f. phys. Chem. **81**, 83, 1891.



der Moleküle trotz der Wirkung des toten Raumes zu groß bleibt. Weil dieser tote Raum stets vorhanden ist, so erklärt sich, warum die Haut sich immer ausbildet, auch dann, wenn das Lösungsmittel nicht verdunstet. Die Verdunstung beschleunigt nur den Vorgang.

Als die Versuche bereits beendet waren, erschien in den Ann. d. Phys. (4) 29, 1029, 1909 eine Untersuchung „Über die Bildung fester Oberflächen auf Flüssigkeiten“, ausgeführt von Herrn Nagel im Physikalischen Institut der Universität Heidelberg. Er zeigt ebenfalls, daß ein Einfluß der Luft nicht vorliegt und daß auf rein kristalloiden Lösungen die Ausbildung fester Oberflächenschichten nicht stattfindet. Die Versuche stehen im besten Einklang mit meinen. In meiner demnächst erscheinenden ausführlichen Abhandlung werde ich näher auf sie eingehen.

Münster i. W., Physikalisches Institut, 10. September 1909.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

11. Jahrg. 15. Oktober 1909. Nr. 19.

Über die Ionenbeweglichkeit der radioaktiven Restatome und die Masse des Gasions;

von J. Franck.

Trotz der großen Anzahl von Untersuchungen, die in den letzten Jahren den Gasionen gewidmet wurden, hat man die Frage, ob ein Ion nur ein mit einem Elementarquantum beladenes Molekül oder Atom ist oder ob sich um dasselbe eine mehr oder minder große Anzahl ungeladener Gasmoleküle als Trabanten herumlagern, nicht mit Sicherheit entscheiden können.

Hauptsächlich wegen der verhältnismäßig kleinen Ionenbeweglichkeit und ebenfalls der Diffusion der Ionen, verglichen mit Molekülen, war man bisher der Ansicht, daß die Gasionen sich aus mehreren Molekülen zusammensetzen. Das Anlagern der Moleküle an das Ion sollte dadurch hervorgerufen werden, daß bei den vielen Zusammenstößen alle die Moleküle am Ion haften bleiben müssen, deren kinetische Energie nicht genügt, um die elektrische Anziehung zu überwinden. Die Berechnungen, wieviel Moleküle an der Konstituierung des Ions teilnehmen, lieferten jedoch sehr verschiedene Resultate. Überlegungen ähnlicher Art wie die eben ausgeführten führten RUTHERFORD [1]) zur Annahme

[1]) E. RUTHERFORD, Die Radioaktivität. Deutsch von E. ASCHKINASS. S. 57.



von 30 Molekülen, ebenso schloß TOWNSEND[1]) auf einen drei- bis vierfachen Molekülradius. PHILLIPS[2]) kommt auf Grund seiner Beweglichkeitsmessungen von Luftionen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur zu einer Schätzung von drei oder vier Molekülen; Messungen der Wirkung der Ionen als Kondensationskerne ergeben schwankende Resultate, lassen jedoch — siehe z. B. PRZIBRAM[3]) — auch jedenfalls auf einen Ionenradius schließen, der größer als der Molekularradius ist.

Im Gegensatz zu diesen älteren Auffassungen stehen jetzt zwei neuere Arbeiten von M. WELLISCH[4]) und W. SUTHERLAND[5]), die auf verschiedene Weise beide zu dem Resultat kommen, ein Ion sei nur ein Molekül bzw. Atom mit einer Elementarladung behaftet. WELLISCH erklärt die scheinbare Größe des Ions als bedingt durch die häufigeren Zusammenstöße, die ein geladenes Molekül im Vergleich mit einem ungeladenen erleiden muß, und es gelingt ihm auch, auf Grund dieser Auffassung, die Ionenbeweglichkeit von Gasen und Dämpfen in angenäherter Übereinstimmung mit dem Experiment zu berechnen. SUTHERLAND stellt eine sehr gut mit der Erfahrung übereinstimmende Formel mit zwei Konstanten für den Gang der Ionenbeweglichkeit mit der Temperatur auf, aus der hervorgeht, daß der Radius des Ions im Gegensatz zu der Annahme von PHILLIPS[6]) bei Temperaturänderungen konstant bleibt. Aus den sich ergebenden Konstanten berechnet er, daß die Reibung, die ein Ion erfährt, 8,6 mal so groß ist wie sie einem Molekül zukommt. Der ganze Überschuß der experimentell gefundenen Reibung über die für ein Atom berechnete wird angesehen als bedingt durch die potentielle Energie der Ladung des Ions in bezug auf die von ihm induzierte Polarisation der benachbarten Molekel, so daß für das Ion selbst die Reibung eines geladenen Moleküls übrig bleibt.

Nach Erscheinen der Theorie des Herrn WELLISCH haben wir[7]) in einer Arbeit über die Ladung der Gasionen darauf hingewiesen,

---

[1]) TOWNSEND, Phil. Trans. (A) 193 129, 1900.
[2]) PHILLIPS, Proc. Roy. Soc. (A) 73, 167, 1906.
[3]) K. PZRIBRAM, Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss. in Wien, 11. März 1909.
[4]) E. M. WELLISCH, Phil. Trans. (A) 209, 249, 1909.
[5]) W. SUTHERLAND, Phil. Mag. (6) 18, 1909.
[6]) PHILLIPS, l. c.
[7]) J. FRANCK und W. WESTPHAL, Verh. D. Phys. Ges. 11, 276, 1909.

daß uns die sehr ansprechende Auffassung, das Ion bestehe nur aus einem geladenem Molekül, doch in einigen Punkten mit der Erfahrung nicht in Einklang zu stehen scheint. Erstens findet man in Gasgemischen, deren Komponenten verschiedene Molekulargewichte haben, nur eine Ionenbeweglichkeit, und zweitens ist von RUTHERFORD die Beweglichkeit der vom Radium und Thor erregten Aktivität in Luft angenähert gleich der Beweglichkeit der Luftionen gefunden worden[1]). Es scheint also die Beweglichkeit in einem gewissen Grade unabhängig von der Masse des geladenen Kerns und nur abhängig vom umgebenden Gase zu sein.

Über die Ionenbewglichkeit in Gasgemischen ist unterdessen wieder von WELLISCH[2]) gearbeitet worden, und auch er findet z. B. in dem interessanten Spezialfalle der Mischung von Methyljodid und Wasserstoff nur eine Beweglichkeit, die außerdem viel größer ist, als sie nach seiner Theorie Methyljodidionen haben dürften. WELLISCH folgert daraus, daß Methyljodidionen ihre Ladung sehr schnell an den Wasserstoff abgeben, der sie dank seiner großen Beweglichkeit schnell an die Elektroden führt. Zur Prüfung dieser Meinung kann wieder die Beweglichkeit der schweren radioaktiven Teilchen herangezogen werden, sie ist unhaltbar, wenn ihnen, wie es ja scheint, nach dem RUTHERFORDschen Resultat die Beweglichkeit der Ionen des umgebenden Gases zukommt. Die Radioaktivität kann hier als Mittel dienen, nicht nur die Ionenbeweglichkeit selbst zu messen, sondern auch die Identität des primär erzeugten Ions, mit dem, das die Ladung transportiert, nachzuweisen.

RUTHERFORD stellte die Beweglichkeitsmessung der erregten Aktivität des Radiums und des Thoriums an, indem er Emanation zwischen zwei Platten eines Kondensators brachte und die Verteilung der Aktivität auf den Platten unter der Einwirkung eines Wechselfeldes in Luft von Atmosphärendruck untersuchte. Er kommt, wie erwähnt, zu dem Resultat, daß das Mittel aus vielen nicht sehr konstanten Werten für die positiven radioaktiven Ionen gleich 1,3 cm/sec für 1 Volt/cm ist, also beinahe gleich der Beweglichkeit der Luftionen, die 1,37 cm/sec beträgt. Später hat dann

[1]) E. RUTHERFORD, Phil. Mag. 1903.
[2]) E. M. WELLISCH, Proc. Roy. Soc. (A) 82, 500, 1909.

H. W. SCHMIDT[1]) im RUTHERFORDschen Institut eine indirekte Schätzung der Ionenkonstanten der induzierten Aktivität der Radiumemanation vorgenommen, indem er die Sättigungskurve derselben in einem Zylinderkondensator verglich mit der unter gleichen Umständen erhaltenen Sättigungskurve für Ionen. Aus der Ähnlichkeit der Kurven schließt H. W. SCHMIDT auf qualitative Gleichheit; die nicht vollkommene Deckung der Kurven meint er jedoch durch quantitative Unterschiede dieser Konstanten erklären zu sollen.

Ganz eindeutige Resultate liegen also in der Literatur nicht vor, immerhin aber glaubten wir schon aus ihnen schließen zu dürfen, daß die Masse des primär ionisierten Moleküls auf die Ionenbeweglichkeit wenig Einfluß hat. Denn die Masse der Luftmoleküle verhält sich zu der der hier untersuchten radioaktiven Atome wie ungefähr 1:7[2]). Um diese Ansicht experimentell sicherzustellen, habe ich eine Untersuchung von radioaktiven Ionen in Luft und Wasserstoff vorgenommen. Ferner wurden auch einige Messungen in Stickstoff angestellt. Das Hauptinteresse beanspruchen diese Messungen im Wasserstoff, denn hier hat man ein Verhältnis der Masse der Wasserstoffmoleküle zum radioaktiven Atom wie 1:100, und ein etwa vorhandener Einfluß der Masse des Ions muß sich also hier unbedingt zeigen.

Wenn man eine unipolare Oberflächenionisation in einem Plattenkondensator herstellen kann, so ist die einfachste und wohl genaueste Methode der Messung der Ionenbeweglichkeit die bekannte Wechselstrommethode RUTHERFORDS[3]), die in der Bestimmung des Weges besteht, den ein Ion während der Halbperiode eines bekannten Wechselpotentials zurücklegt.

Eine angenähert unipolare Oberflächenionisation für radioaktive Ionen läßt sich nun leicht herstellen, wenn man die von HAHN und LISE MEITNER[4]) gefundenen Restatome benutzt. Die Restatome werden durch den Rückstoß der α-Teile[5]) mit einer

---

[1]) H. W. SCHMIDT, Phys. ZS. 10, 184, 1908.

[2]) Während nach der WELLISCHschen Theorie sich eine starke Abhängigkeit von der Masse ergeben müßte.

[3]) C. RUTHERFORD, Proc. Cambr. Phil. Soc. 9, 401, 1898.

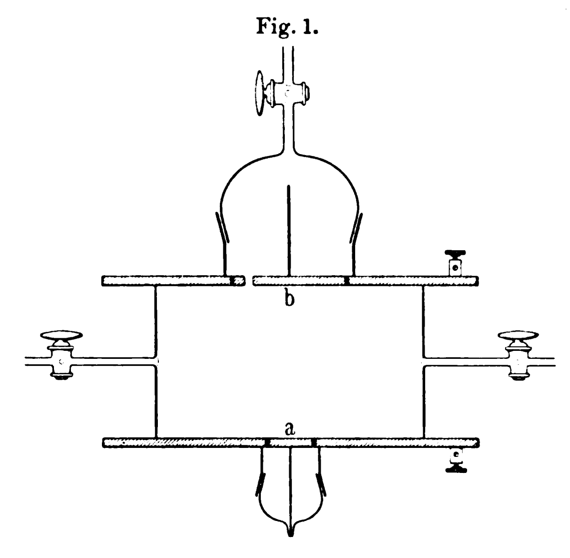
[4]) O. HAHN, Phys. ZS. 10, 81—88, 1909. O. HAHN und L. MEITNER, Verh. D. Phys. Ges. 11, 55, 1909.

[5]) Siehe S. RUSS und W. MAKOWER, Phys. ZS. 10, 361, 568, 1909.

so kleinen Geschwindigkeit vom Präparat fort in den Raum gestoßen, daß sie nur einen äußerst kleinen Weg hindurch bei Atmosphärendruck ihren strahlenförmigen Charakter behalten, dann bewegen sie sich als radioaktive Ionen, die dem elektrischen Kraftfelde folgen, weiter, sie benehmen sich also gerade so, als ob sie in äußerster Nähe der Metallplatte, auf welcher das radioaktive Präparat niedergeschlagen ist, als Ionen erzeugt wären. Zum überwiegenden Teile sind die Restatome positiv geladen und nur ein kleiner Bruchteil trägt negative Ladung.

Demnach ergab sich als Versuchsanordnung folgende äußerst einfache Apparatur. Zwei kreisrunde Metallplatten von 10 cm

Fig. 1.



Radius bildeten, durch einen Glasring von 8,2 cm Höhe voneinander isoliert, einen Kondensator. Der Glasring war mit Hähnen zur Einleitung von Wasserstoff versehen. Der zentrale Teil der unteren Platte *a* (1,2 cm Radius) konnte herausgenommen und mittels eines aufgekitteten Schliffs luftdicht wieder eingesetzt werden; desgleichen der zentrale Teil der oberen Platte *b* (Radius 3 cm). Diese Einrichtung war getroffen, um einmal das Zentrum der unteren Platte in einem getrennten Gefäß aktivieren zu können, ferner um die obere Platte in einem Elektroskop auf Aktivität untersuchen zu können.

Als aktives Ausgangsmaterial stand mir ein von Herrn Dr. HAHN freundlichst überlassenes Radiothoriumpräparat zur Verfügung, das mit seiner Emanation usw. im Gleichgewicht stand. In der emanationshaltigen Luft wurde die negativ geladene Platte *a* exponiert, so daß sich auf ihr Thorium A, B, C niederschlug. Das so erhaltene Präparat klingt in 10,6 Stunden ab, es gibt durch Rückstoß dann die positiv geladenen radioaktiven Ionen des Thoriums D ab. Mit diesen wurde die Messung angestellt. Thorium D hat eine Halbierungskonstante von 3 Minuten. Die Messung selber bestand dann einfach in der Feststellung des Wechselstrompotentials, bei dem die obere Platte gerade anfing von radioaktiven Ionen getroffen, also selbst aktiv zu werden. Theoretisch ist das der Fall, wenn die ersten negativen Restatome die Platte zu treffen beginnen, da diese jedoch überhaupt nur in sehr geringer Anzahl vorhanden sind, so wird man das Aktivwerden der Auffangeplatte erst nachweisen können, wenn schon mehrere negative Restatome bzw. die ersten langsameren positiven beginnen, die Elektrode zu erreichen. Man wird also, genügende Empfindlichkeit des Elektroskops vorausgesetzt, eine Beweglichkeit finden, die merklich kleiner ist als die wirkliche Beweglichkeit der negativen Restatome, aber nur etwas größer als die der positiven. Bei konstantem Wechselpotential wurde in der betreffenden Gasatmosphäre so lange exponiert, bis radioaktives Gleichgewicht eingetreten war. Die Wechselspannung lieferte ein an ein Umformeraggregat angeschlossener Transformator, dessen einer Pol geerdet war; sie wurde an einem BRAUNschen geeichten Elektrometer gemessen. Die Periodenzahl war 50 in der Sekunde, sie wurde mit dem phonischen Rade bestimmt. Der Wasserstoff und der Stickstoff wurden Bomben entnommen und durch Schwefelsäurevorlagen getrocknet. Die Aktivität der Platte *a* bestimmte ich mit einem ELSTER und GEITELschen Zerstreuungsapparat, der in ein sehr empfindliches β-Strahlenelektroskop umgewandelt war. Es wurden Messungen von steigendem zu fallendem Potential ausgeführt und umgekehrt. Ich führe hier nur die Grenzpotentiale an, bei denen noch eine Aktivität der Platte *b* nachweisbar war, sowie die daraus berechneten Beweglichkeiten; zum Vergleich sind die Beweglichkeiten der betreffenden Gasionen angeführt:

Messungen in Luft.

Radioaktive Ionen.

Volt effekt.	Beweglichkeit
4610	1,59
4400	1,66
4720	1,55
4400	1,66
4610	1,59
4900	1,49
4900	1,49
4930	1,48
Mittel 4684	$1{,}56 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ für $1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$

Positive Gasionen in Luft.

$$u_+ = 1{,}36 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \text{ für } \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

Messungen in Stickstoff.

Radioaktive Ionen.

Volt effekt.	Beweglichkeit
4610	1,59
4900	1,49
Mittel 4755	$1{,}54 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ für $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$

Mittel zwischen positiver und negativer Ionenbeweglichkeit

$$= 1{,}6 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \text{ für } \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

In Stickstoff wurden nur diese orientierenden Messungen ausgeführt, da auch seine Ionenbeweglichkeit nur angenähert bekannt ist.

Messungen in Wasserstoff.

Radioaktive Ionen.

Volt effekt.	Beweglichkeit
1185	6,31
1220	6,13
1240	6,02
1160	6,45
1190	6,33
1160	6,45
1250	6,00
1250	6,00
Mittel 1207	$6{,}21 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ für $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$

Positive Gasionen in H_2.

Beobachter	u_+
Zeleny	6,70
Franck und Pohl .	6,02
Blanc	5,33
	Mittel 6,02

Das Resultat ist also, daß die Ionenbeweglichkeit der Restatome, d. h. der positiv geladenen Atome von Thorium D, in Luft, Stickstoff und Wasserstoff bis auf Beobachtungsfehler gleich der Beweglichkeit der positiven Ionen des umgebenden Gases ist. Da bei den Messungen in Wasserstoff das Molekulargewicht des umgebenden Gases 2 ist und dasjenige von Thorium D 208, so folgt daraus, daß mindestens zwischen diesen Grenzen die Ionenbeweglichkeit unabhängig ist von der Masse des dissoziierten Moleküls.

Stellt man sich auf den Standpunkt der alten Theorie, so muß man sich das H_2-Ion aus 20 Molekülen im Minimum zusammengesetzt denken, oder es muß noch größer sein, wenn etwa auch das Restatom noch Gasmoleküle attrahiert. Die Zahl 20 ist jedoch nur eine Annäherung. Man erhält sie, indem man in die LANGEVINsche Formel für die Ionenbeweglichkeit $k = \frac{e.l}{m.v}$ für die freie Weglänge l, die Masse m und die Molekulargeschwindigkeit v die sich für die Restatome aus der kinetischen Gastheorie ergebenden Größen einsetzt, und dann berechnet, welcher Anzahl H_2-Molekeln der gleiche Zahlenwert für den Faktor $\frac{l}{m.v}$ zukommt.

Mit der Theorie des Herrn WELLISCH ist, wie aus obigem ersichtlich, der experimentelle Befund direkt im Widerspruch, denn nach seiner Theorie würde man für die Restatome eine Beweglichkeit folgern von schon überhaupt anderer Größenordnung als die hier gefundenen.

Nimmt man schließlich mit SUTHERLAND das Gasion als bestehend aus einem geladenen Atom an, so sieht man, daß die Masse des radioaktiven Ions in H_2 204 mal größer ist. Trotzdem bildet jedoch das erhaltene Resultat der identischen Beweglichkeit beider keinen Widerspruch gegen diese Theorie. Denn in SUTHERLANDs Gleichungen geht die Masse des Ions nur unwesentlich, dagegen hauptsächlich der Radius des Ions ein. Berechnet man das Verhältnis der Radien eines H-Atoms und des Restatoms, indem man für das spezifische Gewicht von flüssigem Wasserstoff die experimentell festgelegte Größe und das unbekannte spezifische Gewicht von Thorium D, gleich dem des

Thoriums annimmt, so findet man, daß die Radien beinahe gleich sind. Man muß also auch nach dieser Theorie erwarten, daß die Beweglichkeit der Restatome im Rahmen der Beobachtungsfehler gleich der Beweglichkeit der Ionen des umgebenden Gases ist. Auf diese Rechnungen und eine weitere Prüfung der SUTHERLAND-schen Theorie möchte ich in einer späteren Arbeit zurückkommen.

Berlin, Physik. Institut der Universität, September 1909.



Über die Unterschiede des Luftzustandes im Gebirge und in der freien Atmosphäre[1]*;*

von Johannes Schubert.

Die Beobachtungen der Bergobservatorien und die bei Ballon- und Drachenaufstiegen gemachten Aufzeichnungen haben gelehrt, daß die Luft auf Bergen in bezug auf Temperatur und Feuchtigkeit gewisse Abweichungen von gleich hohen Schichten der freien Atmosphäre aufweist. Durch gleichzeitige Untersuchung der Temperatur und des Taupunktes findet man für diese Unterschiede eine übersichtliche Darstellung und eine physikalische, ziffernmäßig zu prüfende Erklärung. Auch die Gesetze über die Änderung der Luftfeuchtigkeit mit der Seehöhe und die Kondensationshöhe aufsteigender Luft lassen sich mit Hilfe des Taupunktes sehr einfach ableiten.

Die Abnahme des Taupunktes mit der Höhe.

Es bezeichne e den Dampfdruck, τ den Taupunkt, t die Temperatur, h die Höhe in Metern. Der Satz von Hann über die mittlere Abnahme des Dampfdruckes in Gebirgen läßt sich als Differentialformel schreiben:

$$-100\,\frac{d\log e}{dh} = \frac{1}{65}.$$

Führt man die Größe

$$\gamma = \frac{d\log e}{d\tau}$$

ein, so ergibt sich

$$-100\,\frac{d\tau}{dh} = \frac{1}{65\gamma}$$

als Gesetz für die Abnahme des Taupunktes mit der Höhe. Mit Hilfe der Tafeln für die Spannkraft des Wasserdampfes findet man:

$$-100\,\frac{d\tau}{dh} = 0{,}49 + 0{,}004\,\tau,$$

[1]) Vgl. die ausführliche Bearbeitung Meteorol. ZS., Sept. 1909, S. 390—396.

d. h. in Gebirgen nimmt der Taupunkt (τ) im Durchschnitt um $0{,}49 + 0{,}004^{0}$ auf 100 m Erhebung ab.

In erster Annäherung gilt also das sehr einfache Gesetz: In Gebirgen nimmt der mittlere Taupunkt um $0{,}5^{0}$ auf 100 m ab. Diese Festsetzung soll natürlich nur einen Anhalt zur Beurteilung durchschnittlicher Verhältnisse gewähren. Der wesentliche Nutzen der hier vorgeschlagenen Betrachtungsweise liegt darin, daß man in jedem Einzelfalle die Änderung der Feuchtigkeit mit der Höhe durch die Taupunktabnahme kennzeichnen kann in derselben einfachen Art, wie es bei der Lufttemperatur geschieht.

Die Kenntnis des Taupunktes und der Temperatur läßt beurteilen, wie weit die Luft vom Kondensationspunkte entfernt ist. Handelt es sich um aufsteigende Luft im Trockenstadium, so verringert sich ohne Dampfzufuhr und -abgabe der Dampfdruck nach Maßgabe des äußeren Gesamtdruckes (b) und es ist

$$\frac{d \log e}{d h} = \frac{d \log b}{d h}.$$

Nimmt man hierzu die vereinfachte barometrische Höhenformel

$$-\frac{d \log b}{d h} = \frac{1}{K},$$

so folgt

$$-\frac{d \log e}{d h} = \frac{1}{K}.$$

Mit Hilfe der früher eingeführten Größe

$$\gamma = \frac{d \log e}{d \tau}$$

erhält man:

$$-\frac{d \tau}{d h} = \frac{1}{\gamma K}.$$

Unter Benutzung der Barometerkonstanten von Köppen findet man als Abnahme des Taupunktes aufsteigender Luft im Trockenstadium auf 100 m Erhebung:

$$-100 \frac{d \tau}{d h} = 0{,}17 + 0{,}001 \, \tau.$$

Demnach gilt mit hinreichender Annäherung der Satz: Der Taupunkt aufsteigender Luft nimmt im Trockenstadium um $0{,}17^{0}$ auf 100 m Erhebung ab.

Adiabatisch aufsteigende Luft wird im Trockenstadium auf 100 m Erhebung um 0,99° kälter. Nimmt nun der Taupunkt um 0,17° auf 100 m ab, so folgt weiter: Bei adiabatisch aufsteigender Luft im Trockenstadium verringert sich die Differenz zwischen Temperatur und Taupunkt um 0,82° auf 100 m Erhebung.

Die Höhe, in der aufsteigende Luft den Kondensationspunkt erreicht, ist also angenähert:

$$h_c = 100 \frac{t - \tau}{0{,}82} = 122 (t - \tau).$$

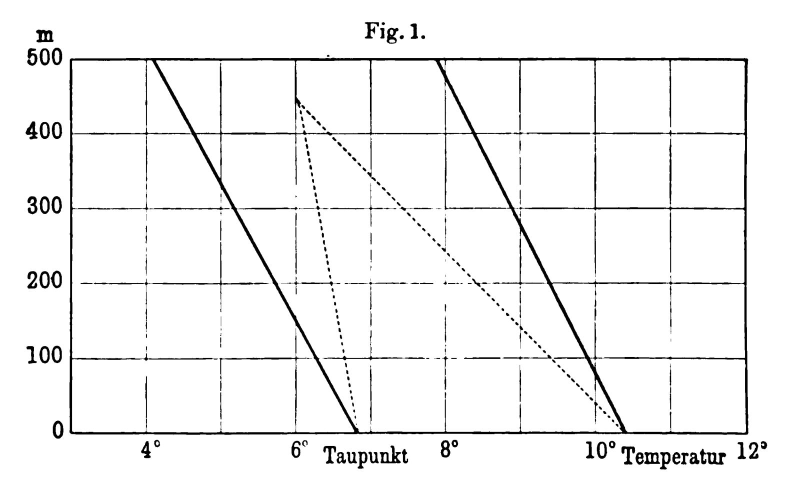
Bei genauerer Rechnung erhält man:

$$\frac{h_c}{t - \tau} = 122 + 0{,}2 \, \tau.$$

Hennig fand für $h_c : (t - \tau)$ empirisch 122,6 und vor ihm Ferrel für niedere Höhen 125.

Die Benutzung des Taupunktes gestattet die Feuchtigkeitszustände der Atmosphäre mit den Temperaturverhältnissen in einem

Fig. 1.



Koordinatensystem darzustellen. Man trägt die Höhe nach oben, Taupunkt und Temperatur nach rechts auf; der mittlere Abstand der Taupunkt- und Temperaturkurve macht den Feuchtigkeitsgrad der Luft anschaulich. Beim Aufsteigen folgt der Taupunkt einer Linie, die auf 100 m Erhebung um 0,17° die Temperatur einer

solchen, die um 0,99° nach links ausweicht. Der Schnitt beider Geraden gibt den Kondensationspunkt. In der nebenstehenden Fig. 1 sind die Zustandskurven ausgezogen, die der Zustandsänderung aufsteigender Luft punktiert. Hat die Luft unten die Temperatur 10,4° und den Taupunkt 6,8°, so würde ohne Wärmezufuhr in 440 m Höhe die Kondensationstemperatur 6° erreicht.

Temperatur und Taupunkt im Gebirge und in der freien Atmosphäre.

Die Beobachtungen der Temperatur und Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre haben bemerkenswerte, wenn auch mäßige Abweichungen von den Ergebnissen der Bergstationen erkennen lassen. Diese mögen hier durch Mittelwerte dargestellt werden, welche für die vier Jahre 1903 bis 1906 gelten oder auf diese Periode reduziert sind.

Die Abnahme der Temperatur in Gebirgen ist von HANN allgemein zu 0,57 bis 0,58° auf 100 m Erhebung gefunden. Die bayerischen Stationen Hohenpeißenberg (994 m) und Zugspitze (2964 m) ergeben im Durchschnitt 1903 bis 1906 den Wert 0,56°. Da die Zugspitze etwas südlicher liegt, können wir in voller Übereinstimmung mit dem allgemeinen Mittel 0,57° auf 100 m annehmen. Für dasselbe Stationspaar und den gleichen Zeitraum betrug die Abnahme des Taupunktes 0,50° auf 100 m, ebenfalls in Übereinstimmung mit dem allgemeinen Gesetz.

Die Aufstiege zu Reinickendorf (bis 1. April 1905) und Lindenberg lieferten nach den Veröffentlichungen des preußischen Aeronautischen Observatoriums, herausgegeben von ASSMANN, die Jahreswerte der Temperaturabnahme auf 100 m Erhebung in Celsiusgraden:

km	1903	1904	1905	1906	Mittel
0—1	0,51	0,51	0,51	0,51	0,51
1—2	0,43	0,44	0,35	0,44	0,42
2—3	0,39	0,34	0,33	0,52	0,40

Die Mitteltemperaturen waren:

in	0	1	2	3	km Höhe
	9,3	4,2	0,0	— 4,0°.	

Die Vergleichbarkeit ist insofern beeinträchtigt, als die Zahl der Aufstiege nach oben hin abnimmt. Das gilt auch von den Berliner Luftfahrten 1888 bis 1899, die nach BERSON und SÜRING folgende Durchschnittswerte ergeben:

Höhe km	Temperatur t	Taupunkt τ	$t-\tau$
0	10,4	6,8	3,6
1	5,4	1,3	4,1
2	0,4	— 5,7	6,1
3	— 5,0	— 11,3	6,3

Der Taupunkt ist hier aus den Dampfdruckmitteln berechnet. Wir benutzen zur Reduktion auf die vier Jahre 1903 bis 1906 die relative Feuchtigkeit zu Potsdam für diesen Zeitraum und die Seehöhe Null = 80 Proz., berechnen hieraus und aus der Temperatur $t = 9{,}3^0$ den Taupunkt $\tau = 6{,}0^0$, also die Differenz $t - \tau = 3{,}3^0$. Auf diesen Grundwert reduzieren wir die bei den Berliner Luftfahrten gefundenen Differenzen $t - \tau$ und finden nun mit Hilfe der Temperaturen des Aeronautischen Observatoriums als Werte des Taupunktes für die Periode 1903 bis 1906:

km	τ	$\Delta\tau$
0	6,0	—
1	0,5	0,55
2	— 5,5	0,60
3	— 9,7	0,42

Diese Zahlen gewähren natürlich nur einen unsicheren Ersatz wirklicher Feuchtigkeitsmittel der genannten Jahre; es sei aber gestattet, sie vorläufig zu benutzen. Man erhält so die nachstehende Übersicht. Ein angefügtes b bezeichnet die Werte für Gebirge, welche unten denen in der Atmosphäre gleichgesetzt sind.

Man sieht, wie die Luft im Gebirge mit wachsender Höhe in steigendem Maße kälter wird als in der freien Atmosphäre und wie sie sich dem Sättigungspunkte nähert, während in der Atmosphäre in 2 km Höhe und darüber der Taupunkt im Mittel weiter von der Temperatur entfernt ist als unten. Fragt man, wodurch diese Unterschiede der Temperatur und Feuchtigkeit ver-

ursacht sein können, so ist es ratsam, sie nicht einzeln, sondern beide zugleich ins Auge zu fassen.

Temperatur und Taupunkt, °C. 1903 bis 1906.

Höhe km	Taupunkt		Temperatur		Atmosphäre $t - \tau$	Gebirge $t_b - \tau_b$
	τ	τ_b	t_b	t		
0	6,0	6,0	9,3	9,3	3,3	3,3
1	0,5	1,0	3,6	4,2	3,7	2,6
2	— 5,5	— 4,0	— 2,1	0,0	5,5	1,9
3	— 9,7	— 9,0	— 7,8	4,0	5,7	1,2

Abweichung der Gebirge von der freien Atmosphäre.

km	Temperatur	Taupunkt	Differenz
0	0	0	0
1	— 0,6	+ 0,5	— 1,1
2	— 2,1	+ 1,5	— 3,6
3	— 3,8	+ 0,7	— 4,5

Ein wesentliches Ergebnis der neueren aerologischen Untersuchungen ist die Erkenntnis, daß die Atmosphäre zur Bildung von Schichten neigt, in denen das Spiel der auf- und absteigenden Luftströme unterbrochen ist. Wo das Aufsteigen der Luft gehemmt ist, wird die Temperaturabnahme mit der Höhe verringert, die oberen Schichten erscheinen also relativ warm. Ferner wird verhindert, daß Luft mit größerer (spezifischer) Feuchtigkeit aus den unteren Schichten heraufgeweht wird, und die oberen Lagen erscheinen infolgedessen trockener.

Wird aber an den Hängen der Bergzüge die seitlich heranströmende Luft in die Höhe gedrückt, dann bewirkt ihr so erzwungenes Aufsteigen eine starke Temperaturabnahme, und es weht gleichzeitig feuchtere Luft nach oben. Im Trockenstadium sinkt die Temperatur auf 100 m Erhebung um 0,99°, der Taupunkt nur um 0,17°, die Differenz also um 0,82°: Die Luft auf den Berggipfeln wird kühl und feucht. Um einen ziffernmäßigen Anhalt zu gewinnen, wie weit diese Anschauung die vorhandenen Unterschiede zu erklären vermag, berechnen wir die Höhen, aus

denen die Luft auf die Berge heraufgeweht sein müßte, um so die beobachteten Eigenschaften zu erhalten. Wir nehmen an, die Luft sei im Trockenstadium um $100\,x$ m aufgestiegen. Ist die Temperatur im Gebirge t_b, in der Atmosphäre in gleicher Höhe t, so herrscht $100\,x$ m tiefer in der Atmosphäre die Temperatur $t + \varDelta t.x$, wenn $\varDelta$ die Abnahme auf 100 m Erhebung bedeutet. Beim Heraufwehen wird die Luft um $0{,}99\,x^0$ kälter, gelangt also auf die Berghöhe mit der Temperatur

$$t_b = t + \varDelta t.x - 0{,}99\,x.$$

Daraus folgt

$$x = \frac{t - t_b}{0{,}99 - \varDelta t}.$$

Ebenso findet man aus dem Taupunkt

$$\tau_b = \tau + \varDelta\tau.x - 0{,}17\,x \quad \text{oder} \quad x = \frac{\tau_b - \tau}{\varDelta\tau - 0{,}17}.$$

Nach den mitgeteilten Zahlenwerten (1903 bis 1906) ergibt sich für 1000 m Höhe:

$$\text{aus der Temperatur } x = \frac{4{,}2 - 3{,}6}{0{,}99 - 0{,}51} = 1{,}25,$$

$$\text{aus dem Taupunkt } x = \frac{1{,}0 - 0{,}5}{0{,}55 - 0{,}17} = 1{,}32.$$

Die Übereinstimmung muß mit Rücksicht auf den Grad der Genauigkeit und Vergleichbarkeit der Beobachtungen als völlig ausreichend angesehen werden. Das Rechnungsergebnis besagt:

Die beobachteten Eigenschaften der Luft (Temperatur und Feuchtigkeit) in 1000 m Höhe auf Bergen sind erklärt, wenn man annimmt, daß die Luft um 130 m aus der freien Atmosphäre heraufgeweht ist.

In der beigegebenen Zeichnung (Fig. 2) sind die mittleren Zustände, wie sie diesem Beispiele entsprechen, und (durch punktierte Linien) die Änderungen bei aufsteigender Luft dargestellt.

Für 2000 m ergibt sich als Aufstiegshöhe ($100\,x$) ebenfalls in befriedigender Übereinstimmung aus der Temperatur 368 m, aus der Feuchtigkeit 349 m, im Durchschnitt rund 360 m. Für 3000 m erhält man bei der Temperatur 644, beim Taupunkt 280 m. In diesem Falle kann demnach die Annahme, daß die Luft im Trockenstadium verbleibt, nicht beibehalten werden. Nehmen wir

an, daß die Luft $100x$ m im Trockenstadium und $100x'$ m im Sättigungszustande aufsteigt und daß in letzterem die Abkühlung auf 100 m Erhebung gleich δ sei, dann gelten die Gleichungen:

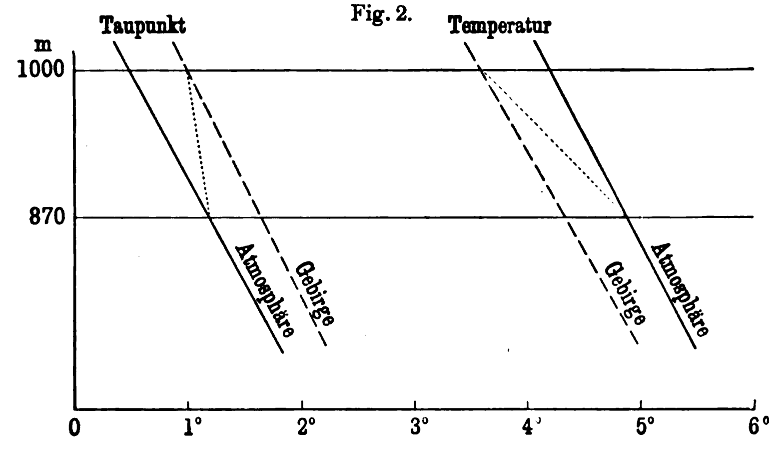
$$t_b = t + \Delta t\,(x + x') - 0{,}99\,x - \delta\,.\,x'$$
$$\tau_b = \tau + \Delta \tau (x + x') - 0{,}17\,x - \delta\,.\,x'$$

oder

$$(0{,}99 - \Delta t)x + (\delta - \Delta t)x' = t - t_b$$
$$(\Delta \tau - 0{,}17)x + (\Delta \tau - \delta)x' = \tau_b - \tau.$$

Hieraus sind x und x' zu berechnen. In unserem Falle ist nach den Tafeln von NEUHOFF $\delta = 0{,}65^0$ und man findet $x = 5{,}3$ und $x' = 2{,}7$: Die Luft langt in 3000 m Höhe auf Bergen in dem beobachteten Zustande an, wenn sie 530 m im

Fig. 2.



Trockenstadium und 270 m dampfgesättigt, im ganzen also 800m aus der freien Atmosphäre heraufströmt. Das hierbei vorausgesetzte Aufsteigen ohne Wärmezufuhr oder -entziehung ist natürlich nur als einfacher schematischer Grenzfall anzusehen, dem sich die tatsächlichen Vorgänge mehr oder weniger annähern werden. Mit dieser Einschränkung können wir sagen: Die Zustände auf Bergen sind erklärt, wenn man annimmt, daß die Luft

in 1000 m von 870 m Höhe
„ 2000 „ „ 1640 „ „
„ 3000 „ „ 2200 „ „

aus der freien Atmosphäre heraufgeweht ist.

*

Umgekehrt wird Luft, die auf der Leeseite von den Bergen in die freie Atmosphäre hinabsinkt, wie beim Föhn, dort relativ warm und trocken ankommen.

So ist die gleichzeitige Untersuchung von Temperatur und Feuchtigkeit imstande, interessante und nach dem Genauigkeitsgrade der Beobachtungen exakte Aufschlüsse zu gewähren über die Mittellage der Schichten strömender Luft, deren Aufsteigen an den Berghängen als ein Grund der bemerkenswerten Unterschiede angesehen werden kann, die Gebirgsobservatorien und freie Fahrten zur Kenntnis gebracht haben. Die Verwendung des Taupunktes erweist sich dabei als ein nützliches Hilfsmittel für eine einfache Darstellung und Berechnung.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **30. Oktober 1909.** **Nr. 20.**

81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg vom 19. bis 25. September 1909.

Abteilung 2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

Sitzung vom 20. September 1909, nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr A. Lampa (Wien).

Es trugen vor:

Hr. **H. Siedentopf** (Jena): Über ultramikroskopische Abbildung.

Hr. **F. Paul Liesegang** (Düsseldorf): Einige neue Versuchsanordnungen mit dem Projektionsapparat.

Hr. **F. Löwe** (Jena): Spektroskopische Mitteilungen.

Hr. **H. Lehmann** (Jena): Interferenzfarbenphotographie mit festem Metallspiegel.

Hr. **R. Ladenburg** (Breslau): Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in leuchtendem Wasserstoff.



Hr. **W. Steubing** (Aachen): Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfes.

Hr. **H. Rubens** (Berlin): Optische Temperaturkoeffizienten.

Hr. **A. Korn** (Berlin-Wilmersdorf): Untersuchungen über die Herabsetzung der Trägheit von Selenzellen mit Hilfe der Kompensationsmethode.

Hr. **Cl. Schaefer** (Breslau): Über die Beugung elektromagnetischer Wellen an isolierenden zylindrischen Hindernissen.

Sitzung vom 21. September 1909, vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr V. v. LANG (Wien).

Es trugen vor:

Hr. **F. Neesen** (Berlin): Neue photographische Wiedergaben der Geschoßbahn.

Hr. **W. Heuse** (Charlottenburg): Messung kleiner Drucke (nach gemeinsam mit Hrn. KARL SCHEEL ausgeführten Versuchen).

Hr. **Joseph Ritter v. Geitler** (Czernowitz): Über Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte.

Hr. **D. Hondros** (München): Über symmetrische und unsymmetrische elektrische Drahtwellen.

Hr. **M. Laue** (München): Thermodynamische Betrachtungen über die Beugung der Strahlung.

Hr. **Arthur Szarvassi** (Brünn): Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip.

Hr. **M. Born** (Göttingen): Über die Dynamik des Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips.

Sitzung vom 21. September 1909, nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr W. VOIGT (Göttingen).

Es trugen vor:

Hr. **A. Einstein** (Bern): Über die Entwickelung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung.

Hr. **J. Elster** (Wolfenbüttel): Demonstration eines Einfaden-Elektrometers mit freischwebendem Quarzfaden.

Hr. **A. Sommerfeld** (München): Über die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie.

Hr. **F. Hasenöhrl** (Wien): Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung.

Hr. **W. Seitz** (Aachen): Über eine neue Röntgenröhre von konzentrierter Wirkung.

Sitzung vom 22. September 1909, vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr H. RUBENS (Berlin).

Es trugen vor:

Hr. **M. Dieckmann** (München): Luftelektrische Meßanordnungen.

Hr. **K. Kurz** (München): Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre.

Hr. **A. Gockel** (Freiburg, Schweiz): Über die in der Atmosphäre vorhandene durchdringende radioaktive Strahlung.

Hr. **E. v. Schweidler** (Wien): Über den Einfluß des Standortes auf Messungen der Zerstreuung und Leitfähigkeit der Atmosphäre.

Hr. **W. Hallwachs** (Dresden): Lichtelektrisches und Optisches.

Frl. **L. Meitner** (Wien-Berlin): Strahlen und Zerfallsprodukte des Radiums (nach gemeinsam mit Hrn. O. HAHN angestellten Versuchen).

Hr. **Edgar Meyer** (Aachen): Über Stromschwankungen bei Stoßionisation.

Hr. **Chr. Füchtbauer** (Leipzig): Über Spektrallinien.

Hr. **H. W. Schmidt** (Gießen): β-Strahlung und Atomgewicht.

Hr. **Leo Grunmach** (Berlin): Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode.

Hr. **R. O. Heinrich** (Berlin): Über die Entwickelung und Herstellung des Westonelementes.

Hr. **Friedrich Dessauer** (Aschaffenburg): Röntgenaufnahmen in kurzen Zeiten.

Im Anschluß an die Sitzungen der physikalischen Abteilung wurden am Donnerstag, den 23. September 1909, in der mit der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte verbundenen Ausstellung

von Hrn. **H. Ebert** (München): ein Quadrantelektrometer für luftelektrische Registrierungen;

von Hrn. **St. Meyer** (Wien): eine Verbesserung am ENGLER-SIEVEKINGschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwassern (gemeinsame Konstruktion mit Hrn. H. MACHE, Wien)

demonstriert.

Vorträge von physikalischem Interesse,

welche in anderen Abteilungen gehalten wurden:

Hr. **H. Kayser** (Bonn): Die Entwickelung der Spektroskopie. (Allgemeine Sitzung vom 20. September 1909, vorm.)

Hr. **J. Elster** (Wolfenbüttel) und Hr. **O. Brill** (Wien): Der gegenwärtige Stand der Radiumforschungen. (Gemeinsame Sitzung beider Hauptgruppen vom 23. September 1909, vorm.)

Hr. **E. Ebler** (Heidelberg): Über die Radioaktivität der Mineralquellen. (Sitzung der Abteilung für Chemie vom 21. September 1909, vorm.)

Hr. **R. Wegscheider** (Wien): Gültigkeitsgrenzen des OSTWALDschen Verdünnungsgesetzes. (Sitzung der Abteilung für Chemie vom 21. September 1909, nachm.)

Hr. **Arthur Erich Haas** (Wien): Die antiken Hypothesen über das Wesen der physikalischen Grundkräfte. (Sitzung der Abteilung für Geschichte der Medizin und der Naturwissenschaften vom 20. September 1909, nachm.)

Hr. **Walther Thorner** (Berlin): Die stereoskopische Photographie des Augenhintergrundes. (Sitzung der Abteilung für Augenheilkunde vom 21. September 1909, vorm.)

Als Ort der nächsten Versammlung wurde Königsberg gewählt.

Einige neue Versuchsanordnungen mit dem Projektionsapparat;

von F. Paul Liesegang.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 20. September 1909.)

(Vgl. oben S. 415.)

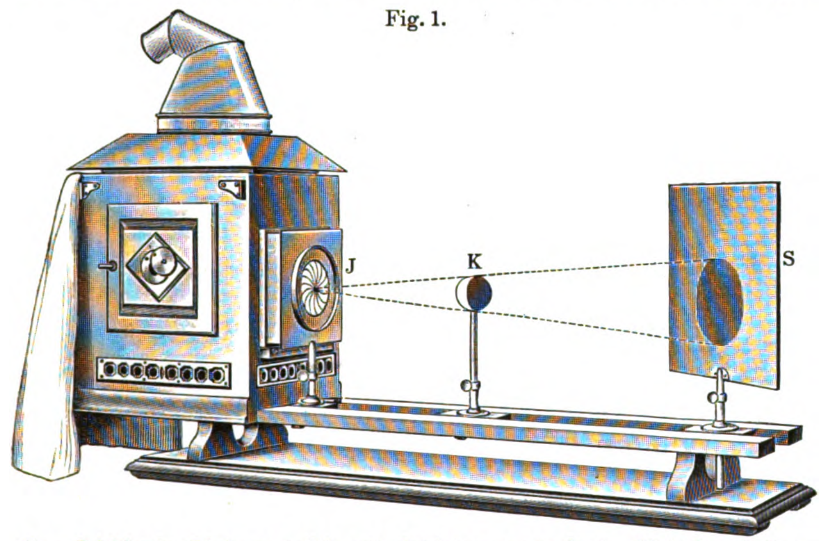
Die im folgenden beschriebenen Demonstrationen stellen Abänderungen oder Ergänzungen bekannter Versuchsanordnungen dar; sie lassen sich zum Teil mit den meist vorhandenen Hilfsmitteln ausführen.

1. Schattenversuche. Zur Darstellung der Schattenversuche wird dicht vor eine Mattglasscheibe, die vor die Projektionslaterne gesetzt ist und als lichtspendender Körper dient, eine große Irisblende gebracht, mittels der man die Größe der zur Wirkung kommenden leuchtenden Fläche verändern kann. Zunächst stellt man die Irisblende ganz klein, so daß man annähernd einen leuchtenden Punkt erhält, der von dem schattenwerfenden Körper (es wurde dazu bei der Demonstration eine weiße Kugel von 5 cm Durchmesser benutzt) auf dem weißen Schirm einen scharfen Schlagschatten gibt (Fig. 1). Bei größerer Öffnung der Irisblende macht sich um den kleiner gewordenen Kernschatten der Halbschatten bemerkbar. Ordnet man nun den Schirm in der Richtung der optischen Achse an, so daß der Weg des Schattens darauf sichtbar wird, und gibt der Irisblende den Durchmesser des schattenwerfenden Körpers, so kann man zeigen, wie der Kernschatten eine zylindrische Form annimmt. Ein zweiter quergestellter Schirm fängt den Schatten auf und gestattet, ihn nochmals zu beobachten (Fig. 2). Mit völlig geöffneter Irisblende demonstriert man die Wirkung eines leuchtenden Körpers, der größer ist als der schattenwerfende. Durch einen vorgesetzten horizontalen Spalt läßt sich eine einseitige Bildung des Halbschattens veranschaulichen.

2. Mischung prismatischer Farben. Zur Mischung der Farben zweier Spektren dient eine Platte mit zwei übereinander

angeordneten Hochspalten, die sich einzeln in horizontaler Richtung verschieben lassen. Von den zwei Spektren, die Objektiv und Prisma entwerfen, wird das untere durch ein Ablenkungs-

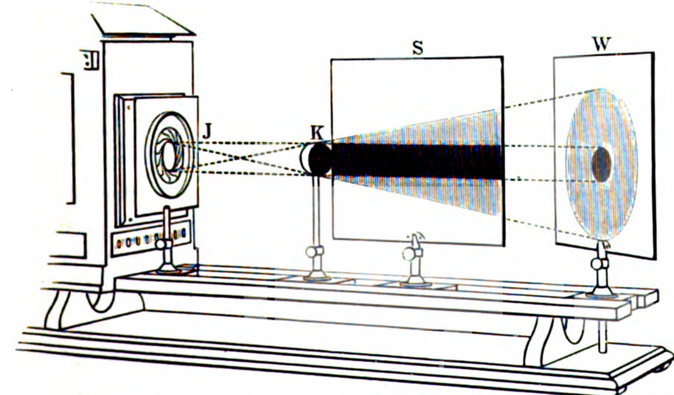
Fig. 1.



J = Irisblende (klein gestellt) mit dahinter angeordneter Mattglasscheibe; *K* = weiße Kugel (als schattenwerfender Körper); *S* = schräg gestellter, weißer Schirm.

Fig. 2.



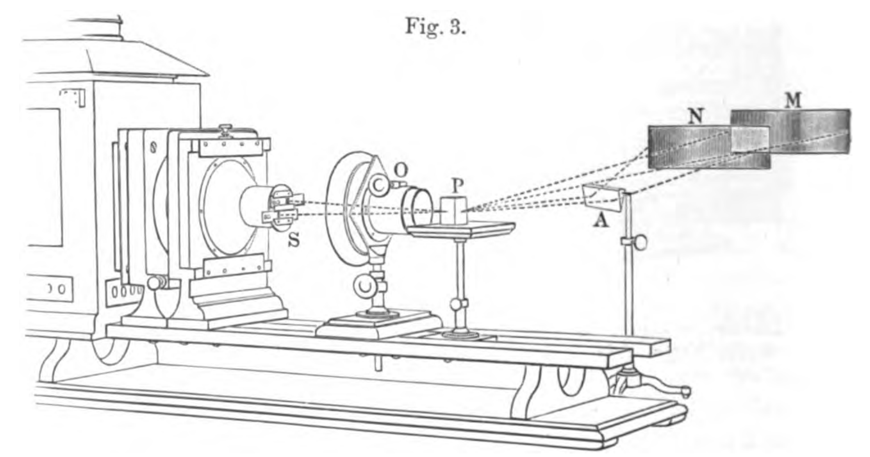


J = Irisblende (mit dahinter angeordneter Mattglasscheibe), geöffnet bis auf den Durchmesser der Kugel *K*; *S* = längs angeordneter und *W* = schräg gestellter, weißer Schirm.

prisma mit dem oberen ganz oder teilweise zur Deckung gebracht und nun wird durch Verschieben des unteren Spaltes das eine Spektrum über das andere gezogen (Fig. 3). (Um den durch die Ablenkung bewirkten Lichtverlust auszugleichen, nimmt man den oberen Spalt etwas breiter.)

Unter Benutzung eines einfachen Spaltes kann man diesen Versuch mit Hilfe eines achromatisierten Kalkspatprismas ausführen, welches das Spaltbild bzw. Spektrum verdoppelt: eine Anordnung, die für subjektive Beobachtungen bekannt ist. Das Kalkspatprisma wird zwischen Spalt und Objektiv verschoben;

Fig. 3.



S = Platte mit zwei horizontal verschiebbaren Spalten; O = Objektiv; P = Prisma; A = Ablenkungsprisma; M und N = Spektren, wovon N beim Verschieben des unteren Spaltes über M zieht.

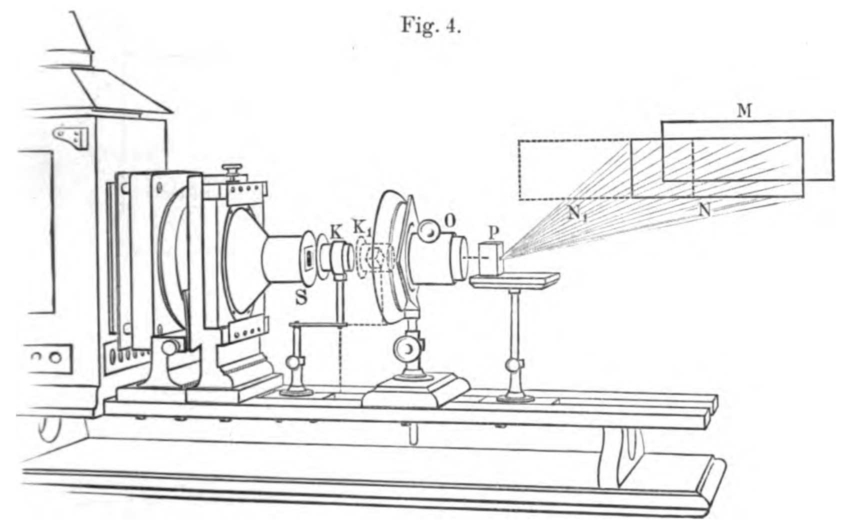
dabei gibt es eine um so stärkere Ablenkung, je näher es an das Objektiv kommt (Fig. 4). Durch Drehen des Prismas kann man die beiden Spektren beliebig stark gegeneinander versetzen.

3. Additive und subtraktive Farbenmischung. Zur Mischung der Farben zweier oder dreier Farbfilter dient ein kleiner Apparat, der eine Platte mit sechs runden Öffnungen besitzt, die in zwei Reihen übereinander angeordnet sind. Eine Linse entwirft davon sechs Bildfelder. Vor der Linse befindet sich ein nach beiden Seiten prismatisch geschliffener Glaskörper, der die beiden äußeren Felder der unteren Reihe nach innen ablenkt und mit dem mittleren zur Deckung bringt; die oberen

werden nicht abgelenkt. Spindelschrauben rechts und links an der Platte gestatten, die äußeren Lochpaare seitlich etwas zu verschieben und so die Einstellung, wenn nötig, zu korrigieren. Für die Filterscheiben sind vor und hinter der Platte Nuten vorgesehen.

Setzt man nun in die vertikalen Nuten drei Farbfilter ein, so bekommt man auf dem Schirme unten die additive Mischung, während oben jede der Farben für sich erscheint (Fig. 5, I). Wenn zwei Farben gemischt werden sollen, so deckt man die

Fig. 4.



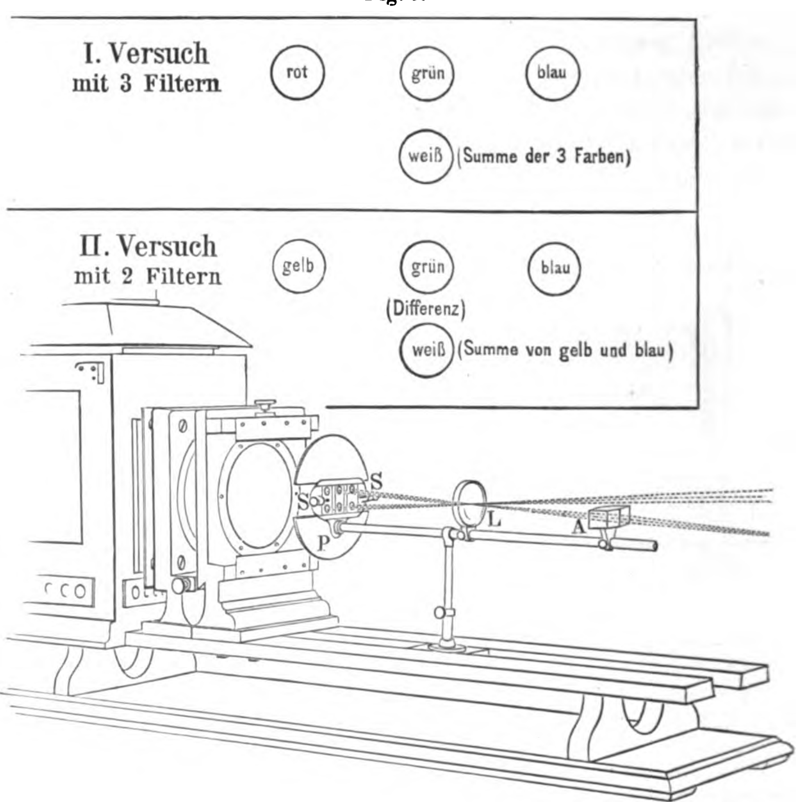
S = Spalt; K = achromatisiertes Kalkspatprisma; O = Objektiv; P = Prisma; M und N = Spektren. (Beim Verschieben des Kalkspatprismas von K nach K_1 bewegt sich das Spektrum N nach N_1.)

mittlere obere Öffnung durch eine Blende zu und schiebt die Filter in die horizontalen Nuten hinter der Platte derart, daß sie in der Mitte übereinander gehen. Dann haben wir auf der Projektionswand oben rechts und links die Originalfarben, in der Mitte die Differenz der Farben und unten ihre Summe (Fig. 5, II). Durch Vorschieben eines horizontalen Spaltes und Einsetzen eines Gradgesichtsprismas an Stelle des Doppelkeiles kann man noch eine prismatische Zerlegung der Farben herbeiführen.

4. Helligkeitskontrast. Die Erscheinung, daß eine beleuchtete Fläche je nach der Beschaffenheit ihrer Umgebung hell

oder dunkel wirkt, kann man mittels einer Platte demonstrieren, welche in der Mitte eine kreisförmige Abdeckung besitzt, die das durchfallende Licht erheblich schwächt. Man bringt die Platte

Fig. 5.



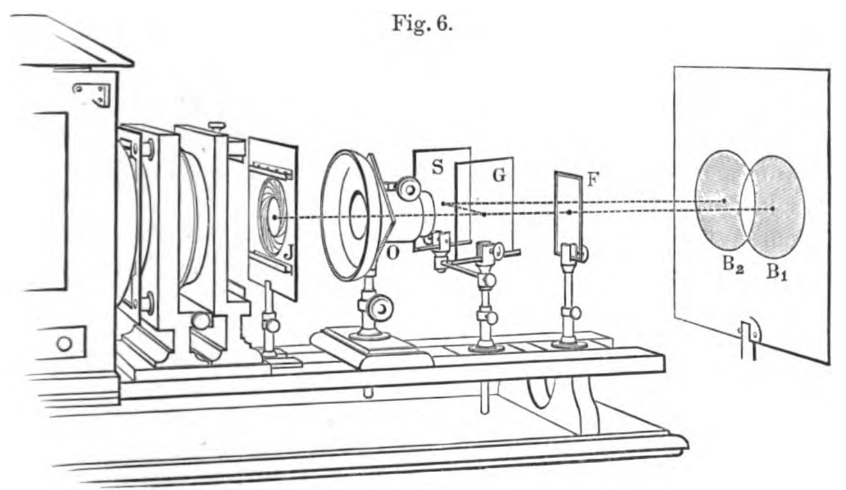
P = Platte mit sechs in zwei Reihen angeordneten Lochöffnungen, vor denen die Farbfilter angebracht werden; SS = Spindelschrauben zum Regulieren der äußeren Lochpaare; L = Linse; A = Doppelkeil, der die Lichtbilder der beiden äußeren Löcher der oberen Reihe mit den mittleren zur Deckung bringt. (Oben ist schematisch das Resultat auf der Projektionswand dargestellt.)

in den Projektionsapparat und setzt davor eine Irisblende, die zunächst so weit geschlossen ist, daß nur die abgedeckte Stelle beleuchtet wird. Unter dem kräftigen Licht der Projektionslampe erscheint dann auf der Wand ein einigermaßen helles Bildfeld.

Durch Öffnen der Irisblende schafft man nun eine bei weitem hellere Umgebung, in der das Feld ganz dunkel wirkt.

5. Kontrastfarben. Die objektive Darstellung der Kontrastfarben läßt sich am schönsten mit Hilfe zweier Lichtbündel bewirken, deren stärkeres gefärbt ist. Diese beiden Bündel kann man in einfacher Weise gewinnen, indem man den vom Projektionsapparat gelieferten Lichtkegel mittels Glasplatte und Spiegel zerlegt; man hat bei dieser Anordnung noch den Vorteil, daß das Helligkeitsverhältnis der beiden getrennten Strahlenbündel ohne weiteres ein für die Erscheinung günstiges ist. Es wird dazu vor

Fig. 6.



J = Irisblende; *O* = Objektiv; *G* = Glasscheibe unter 45°; *S* = Spiegel, parallel dazu; *F* = Farbglasscheibe; B_1 = gefärbtes Bildfeld des direkten Strahlenbündels; B_2 = Bildfeld des abgelenkten Strahlenbündels, das in der Kontrastfarbe erscheint.

das Objektiv, das auf eine Blendscheibe mit kreisförmigem Ausschnitt — es dient dazu am besten eine große Irisblende — scharf eingestellt ist, unter 45° eine Spiegelglasscheibe gebracht und parallel zu dieser eine belegte Spiegelscheibe angeordnet, welche den von der ersten Scheibe reflektierten Strahlenkegel gegen den Schirm lenkt, so daß, je nach Stellung des Spiegels, die beiden Bildfelder sich zum Teil oder ganz decken oder in größerer oder geringerer Entfernung nebeneinander liegen. Wird nun vor die Glasscheibe ein Farbfilter gebracht und damit das

stärkere, nicht abgelenkte Strahlenbündel gefärbt, so kann man die Entstehung der Kontrastfarbe nachweisen: die Komplementärfarbe erscheint um so stärker, je näher die beiden Bildfelder zusammenliegen, und kommt besonders kräftig heraus, wenn man bei Deckung der beiden Felder einen schattenwerfenden Körper in den Weg der Strahlen bringt (Fig. 6). Um den Einfluß zu beobachten, den die Verkleinerung eines der beiden Felder hat, hält man in den einen oder anderen Lichtkegel einen Blendschirm mit kreisförmigem Ausschnitt. Die Anordnung läßt sich variieren, indem man an Stelle des Spiegels eine Glasplatte bringt, wobei das zweite Bildfeld wesentlich schwächer wird, oder indem man zwischen Glasplatte und Spiegel, parallel zu diesen, eine zweite Glasplatte einschaltet, um drei verschieden helle Bildfelder zu erhalten, die man paarweise oder alle zusammen arbeiten läßt. Stellt man ferner die Platten unter den Polarisationswinkel und setzt zwischen Kondensor und Objektiv einen Polarisator, so kann man durch Drehen des letzteren das Helligkeitsverhältnis der Felder innerhalb weiter Grenzen ändern, besonders wenn man statt einer Glasscheibe einen Satz nimmt oder einen schwarzen Spiegel an Stelle des Silberspiegels benutzt.

Spektroskopische Mitteilungen;
von F. Löwe.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 20. September 1909.)

(Vgl. oben S. 415.)

Ein neues achromatisches Objektiv von dem außergewöhnlich großen Öffnungsverhältnis 1:1,8 ist, obwohl für andere Zwecke im Zeisswerk konstruiert, in einem improvisierten Spektrographen erprobt worden. Aus den Versuchsaufnahmen, die im Originale projiziert wurden, geht hervor, daß das Objektiv ein ebenes Bildfeld hat, in dem die Spektrallinien von $\lambda = 400\,\mu\mu$ bis $\lambda = 700\,\mu\mu$ in gleicher Schärfe erscheinen.

Die Spektra der Normalkerze, mit verschiedenen Belichtungszeiten aufgenommen, zeigen beim Vergleich mit Aufnahmen des früher beschriebenen Spektrographen mit Teilkreis[1]) — wobei für die gleiche Dispersion und die gleiche angulare Spaltbreite beider Spektrographen Sorge getragen wurde —, daß die zu erwartende Steigerung der Lichtstärke nahezu erreicht wurde.

Zweiter Gegenstand der Mitteilungen war eine photographische Plattensorte von sehr gleichmäßiger Empfindlichkeit im sichtbaren und ultravioletten Spektrum, die „Process-Panchromatic-Platte" der Firma WRATTEN & WAINWRIGHT, Croydon bei London.

Ein und dasselbe Spektrum zeigte auf dem Projektionsschirme Spektrallinien von jenseits $\lambda = 700\,\mu\mu$ bis unter $\lambda = 240\,\mu\mu$.

Wegen ihrer hohen Empfindlichkeit im Rot werden die Platten vollständig im Dunkeln in die Kassetten gelegt und entwickelt; 10 proz. Adurolentwickler liefert in drei Minuten ein völlig ausentwickeltes Negativ von feinem tiefschwarzen Korn.

---

[1]) ZS. f. Instrkde. **26**, 330, 1906.

Interferenzfarbenphotographie mit festem Metallspiegel;

von H. Lehmann.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Salzburg am 20. September 1909.)

(Vgl. oben S. 415.)

Gabriell Lippmann bediente sich im Jahre 1891 zur Erzeugung seiner Interferenzfarbenphotographien des Quecksilberspiegels, mit dem er die durchsichtige, lichtempfindliche Schicht in unmittelbare Berührung brachte. Hierbei dringt der Lichtstrahl durch die empfindliche Schicht hindurch, wird vom Quecksilberspiegel in sich selbst reflektiert und bildet nun innerhalb der Schicht die von Otto Wiener im Jahre 1888 entdeckten stehenden Lichtwellen. Die nachfolgende Entwickelung der so belichteten Schicht scheidet nun nur an den Schwingungsbäuchen Silber aus, so daß die Schicht ihrer Dicke nach parallel der Oberfläche von dünnen Lamellen durchsetzt wird, deren Abstand voneinander gleich der halben Wellenlänge des jeweils wirksam gewesenen Lichtes ist. Diese Lamellen hat man nach Zenker, der die erste stichhaltige Theorie der von Becquerel im Jahre 1848 entdeckten Interferenzfarbenphotographie aufstellte, Zenkersche Blättchen genannt; nach dem Vorgang von O. Wiener kann man sie auch als Elementarspiegel bezeichnen. Nach der Theorie der Farben dünner Blättchen wird nun von der so entwickelten Schicht nur solches Licht reflektiert, dessen halbe Wellenlänge gleich dem Abstand der Elementarspiegel ist, d. h. das Bild erscheint in den natürlichen Farben. Nach diesem Verfahren lassen sich nicht nur homogene Farben, sondern auch komplizierte Mischfarben und reines Weiß wiedergeben, wie die hier vorgeführten Beispiele zeigen sollen, die mittels der vom Zeisswerk in Jena hergestellten Spezialapparate gewonnen wurden: zunächst eine Spektrumaufnahme, die infolge der Mitwirkung der Oberflächenreflexion durch Interferenz mit der farbigen Tiefenwelle noch nicht die richtigen Farben zeigt.

Das nächste Bild gibt das Spektrum nach Beseitigung der Oberflächenwelle wieder, indem nach dem Vorgang von O. WIENER eine keilförmige Glasplatte aufgekittet wurde. Die nächsten beiden Bilder, ein Stillleben und die Reproduktion eines Gemäldes des Jenaer Künstlers KUITHAN, sollen dartun, was man ungefähr bei der Wiedergabe von Mischfarben und reinem Weiß erreichen kann. Die hierzu erforderlichen Platten werden von der Trockenplattenfabrik von R. JAHR in Dresden nach meinen Angaben hergestellt.

Das hier beschriebene LIPPMANNsche Verfahren besitzt die Unbequemlichkeit, daß man zu seiner Ausübung einer besonderen Kassette, der Quecksilberkassette, bedarf. Aber abgesehen davon treten bei der Verwendung des Quecksilberspiegels bisweilen chemische Störungen auf, die die Bildqualität sehr in Frage stellen. Man hat daher schon früh versucht, den Quecksilberspiegel durch eine andere Vorrichtung zu ersetzen.

Das ältere Verfahren E. BECQUERELs, der sich des Silberspiegels bedient, scheidet wegen der Nichtfixierbarkeit seiner Bilder von vornherein aus.

Hier kommt zunächst HERMANN KRONE, der derzeitige Altmeister und Senior der photographischen Kunst, in Betracht, der Interferenzbilder im Jahre 1894 ganz ohne Metallspiegel anfertigte. Er ließ einfach das Licht an der Oberfläche der empfindlichen Schicht reflektieren. Hier sehen Sie eine auf diese Weise hergestellte Spektrumphotographie, die im Vergleich zu der mit Quecksilberspiegel hergestellten viel weniger leuchtend erscheint. Das kommt daher, daß der einfallende Strahl wesentlich intensiver ist als der reflektierte, so daß sich die stehenden Wellen nicht rein genug ausbilden können.

Um also einen gleichartigen Ersatz für den Quecksilberspiegel zu erlangen, muß man unbedingt zur metallischen Reflexion zurückkehren. Meines Wissens sind aber hierin lange Zeit keine positiven Resultate erzielt worden. Erst vor einem Jahre beschrieb der Amerikaner IVES ein Verfahren, mittels dessen er brauchbare Bilder erzielt haben will. Er versilberte eine Celluloidfolie und preßte sie mit der Silberschicht auf die noch nasse und aufgequollene Bromsilbergelatineschicht. Er gibt aber vorsichtigerweise auch gleich die Nachteile dieses Verfahrens an: die Schicht trocknet unter der Folie erst nach Tagen, wodurch die empfind-

liche Schicht natürlich verdirbt, und dann bleibt öfters das Silber teilweise an der Gelatine hängen, wenn man die Folie abzieht, was zum Zweck der Entwickelung geschehen muß.

Aber schon drei Jahre vorher, im Jahre 1905, habe ich den Quecksilberspiegel durch einen festen Metallspiegel zu ersetzen versucht. Es gelang mir, das Spektrum mittels eines Zinnspiegels zu photographieren. Mischfarbenaufnahmen zeigten jedoch keine Spur von Farbe.

Erst in diesem Jahre habe ich diese Versuche mit besseren Mitteln fortgesetzt, und ich will jetzt hierauf etwas näher eingehen.

Am einfachsten dürfte wohl im allgemeinen das Verfahren erscheinen, einen festen Metallspiegel, etwa ein versilbertes Glas, gegen die empfindliche trockene Schicht der in der gewöhnlichen Weise auf eine Glasplatte präparierten kornlosen Platte zu drücken, wie es wohl auch schon von anderen versucht worden sein wird. Doch erreicht man durch bloßes Aneinanderlegen der Platten in den gewöhnlichen Kassetten nicht das Ziel, der Kontakt ist nicht innig genug. Ich konstruierte daher eine besondere Druckkassette, wie Sie eine solche hier sehen. Hier wird die durchsichtige empfindliche Platte mit der Glasseite auf eine 1 cm dicke Spiegelglasplatte gelegt. Auf die empfindliche Schicht kommt die Silberseite einer nur 0,5 mm dicken, gut versilberten Spiegelglasplatte, die nun mittels eines am Stahldeckel befestigten Gummipolsters nach Art einer kleinen Kopierpresse sehr stark angepreßt wird. Dieses Bild zeigt eine Spektrumaufnahme mit dieser Kassette auf einer JAHRschen Platte, die auf gewöhnlichem Solinglas präpariert ist. Man bemerkt hier eine große Anzahl von Kurvensystemen, die man jedoch nicht etwa als NEWTONsche Farbenringe aufzufassen hat, was man zunächst wohl annehmen könnte; denn es wird sich ja an vielen Stellen eine Luftschicht zwischen Gelatineschicht und Spiegel befinden, da die Platten nie ganz plan sein können. Diese Kurven entsprechen vielmehr den Durchschnittslinien der Elementarspiegel mit der Schichtoberfläche, denn diese ist jetzt nicht mehr an allen Stellen parallel mit den Elementarspiegeln, die ihrerseits aber dem Metallspiegel parallel verlaufen. Bei der Betrachtung der Platte im weißen Licht interferiert nun die farbige Tiefenwelle mit der weißen Oberflächenwelle, und da

nach O. WIENER die Phasen dieser beiden Wellen im allgemeinen verschieden sind, resultiert eine gegen die natürliche Farbe verschiedene, welche Variation in der Nähe der beschriebenen Durchschnittskurven wegen der dort herrschenden starken Phasenänderungen besonders stark auftritt. Die Richtigkeit dieser Erklärung beweist der Umstand, daß die farbigen Kurven nach Beseitigung der Oberflächenreflexion verschwinden, nur dunkle Kurven bleiben sichtbar, da ja die Interferenzfähigkeit mit der Entfernung vom reflektierenden Spiegel abnimmt und somit eine Intensitätsverminderung in den Schwingungsbäuchen eintritt. Dort, wo die zwischen Schicht und Spiegel befindliche Luftschicht am größten wird, befinden sich aus diesem Grunde auch die dunkelsten Stellen im Bilde; dort ist die Leuchtkraft nicht größer als bei einer ganz ohne Spiegel (nach H. KRONE) hergestellten Aufnahme, wie sie vorhin gezeigt wurde.

Wenn man nun die empfindliche Schicht auf gutes Spiegelglas präpariert, so treten keine so großen Intensitätsunterschiede im Bilde mehr auf, ganz im Einklang mit der soeben gegebenen Theorie, dagegen wird die Anzahl der Kurvensysteme größer, wie es diese Aufnahme zeigt.

Je besser also der Kontakt ist, um so besser wird das Resultat sein. Mit Spiegeln aus versilbertem Glas kommt man nun nicht weiter; Glas ist nicht elastisch genug bei den praktisch verwendbaren Dicken. Ich verwendete daher versilberte Celluloidfolien von ungefähr 0,01 mm Dicke. So erreichte ich ein fast vollkommenes Anschmiegen des Spiegels an die empfindliche Schicht, wie diese Spektrumaufnahme zeigt. Hier treten die oben erwähnten Kurvensysteme nicht mehr auf, nur kleine vom Grunde verschiedenfarbige Punkte sind noch bemerkbar, die sich aber bei Entfernung der Oberflächenreflexion durch Aufkitten eines Glaskeils in dunkle Punkte verwandeln, die aus größerer Entfernung nicht mehr zu sehen sind, wie dieses Bild zeigt.

Die Rückseite dieser Spektrumaufnahme gibt ebenso wie die mit Quecksilberspiegel hergestellten die Farben besonders rein wieder, wie die Aufnahme zeigt, und ebenso durchzogen von dunkeln Streifen, die nach O. WIENER den Schnittkurven der Elementarspiegel mit der Grenzfläche Schicht-Glas entsprechen.

*

Auf gleiche Weise habe ich auch Mischfarbenaufnahmen hergestellt, die in Farbe und Leuchtkraft den mit Quecksilberspiegel hergestellten nicht nachstehen; Sie sehen hier den allerersten Versuch: eine Landschaft und ein Blumenstück.

Bei Benutzung der Druckkassette treten chemische Störungen auf der Bildoberfläche, wie sie oft bei der Verwendung des Quecksilbers erschienen, nicht mehr auf.

Aber den idealsten Fall stellt die Druckkassette noch nicht dar, sie ist eben ein Spezialapparat, wenngleich der Preis nur den dritten Teil beträgt von dem einer Quecksilberkassette. Der idealste Fall ist offenbar die Verwendungsmöglichkeit der kornlosen Platte in gewöhnlichen Kassetten und ohne jede Änderung der Mattscheibe und der Einstellskala, wie sie bei der Schwarz-Weißphotographie verwendet werden. Das ist aber nur möglich, wenn man die empfindliche Schicht nicht auf Glas, sondern auf der spiegelnden Fläche selbst präpariert.

So habe ich z. B. die Emulsion auf die Silberseite von versilberten Spiegelglasplatten gegossen. Derartige Platten habe ich genau wie gewöhnliche Platten der Lichtwirkung ausgesetzt und dann entwickelt. Dieses Bild zeigt eine nach diesem Verfahren hergestellte Spektrumaufnahme. Das auffallendste hieran ist, daß die Farbenfolge gar nicht senkrecht zur Richtung der Spektrallinien verläuft, die hier von oben nach unten gehen. Der Verlauf dieser farbigen Streifen entspricht hier wiederum den Durchschnittskurven der Elementarspiegel mit der Schichtoberfläche, die natürlich in den seltensten Fällen parallel zur Spiegelfläche verlaufen wird. Es ist dies also genau derselbe Fall wie bei der oben gezeigten Aufnahme auf einer auf Glas präparierten Platte, die von der Glasseite her projiziert wurde, nur daß dort die Farben unmerklich sind wegen der geringen Reflexion an der Grenzfläche Schicht-Glas, auch ist die Schichtdicke zufällig dort sehr regelmäßig ausgefallen. Die Aufnahme auf der spiegelnden Platte zeigt dagegen infolge der starken Mitwirkung der Oberflächenwelle die „falschen Farben“ sehr brillant. Daß die hier herangezogene, von Wiener gegebene Theorie dieser Streifen richtig ist, geht daraus hervor, daß diese Streifen genau den Charakter der oben gezeigten annehmen, wenn man die Oberflächenwelle zum größten Teil (vollkommen ist es ja nicht möglich) beseitigt.

Da O. WIENER Streifen dieser Art zuerst beobachtet und erklärt hat[1]), so möchte ich den Vorschlag machen, diese Streifen als „WIENERsche Streifen" zu bezeichnen. Aufnahmen der zuletzt beschriebenen Art hier zeigen also die „WIENERschen Streifen" besonders rein und leuchtend, ebenso wie die weiter oben erwähnten bei Benutzung der „Druckkassette" und der versilberten Spiegelglasplatte entstehenden farbigen Kurvensysteme, welche jedoch in ihrer äußeren Form wesentlich von dem von O. WIENER zuerst erklärten Phänomen abweichen.

Die WIENERschen Streifen umfassen also eine besondere Gruppe von Erscheinungen, die infolge des Durchschneidens einer Begrenzungsfläche der empfindlichen Schicht durch die Elementarspiegel entstehen.

Von den mannigfachen Erscheinungen, die an Interferenzfarbenphotographien auftraten, sind nunmehr folgende je nach ihrem Urheber, Beobachter oder Erklärer benannt worden:

1. die ZENKERschen Blättchen,
2. die ZENKERschen Streifen[2]),
3. die MESLIN-WIENERschen Interferenzstreifen[3]),
4. die WIENERschen Streifen.

Die zuletzt beschriebenen Aufnahmen mittels der auf dem festen Spiegel präparierten Platte besitzen aber noch eine andere Eigentümlichkeit: Beseitigt man nämlich die Oberflächenreflexion (einfach etwa durch Eintauchen in die WIENERsche Benzolküvette), so ist von einer Farbe so gut wie nichts mehr zu sehen. Diese Erscheinung ist rein chemisch zu erklären: der Entwickler hat hier von der falschen Seite her auf die Schicht gewirkt, dort nämlich, wo die stehenden Wellen nicht mehr genügend rein ausgebildet sind. Dadurch wird an dieser Stelle der Niederschlag unnötig dicht, so daß die farbige Tiefenwelle nur unvollkommen oder überhaupt nicht mehr entsteht. Mischfarben, die auch bei Verwendung von Glasplatten auf der Rückseite nicht erscheinen, sind natürlich mit den Spiegelplatten erst recht nicht zu erzeugen. Aber abgesehen davon würde der spiegelnde Untergrund immer

---

[1]) Wied. Ann. 69, 504, 1899.

[2]) Ann. d. Phys. (4) 20, 723, 1906.

[3]) Ann. d. Phys. (4) 67, 518, 1899; H. LEHMANN, Beiträge zur Theorie u. Praxis der direkten Farbenphotographie usw., S. 46. Freiburg 1906.

zu Störungen der Farben Veranlassung geben, und überdies muß das Bild von der Seite her betrachtet werden, auf der es mit dem Spiegel in Berührung kam.

Daraus geht die Notwendigkeit hervor, den Spiegel nach der Belichtung zu entfernen. Ich habe zu diesem Zweck verschiedene bekannte Verfahren der chemischen Auflösung des Silbers angewandt, z. B. Lösungen von Kaliumpermanganat oder Ammoniumpersulfat in verdünnter Schwefelsäure usw., die unter normalen Umständen das unreduzierte Bromsilber nicht angreifen. Bei der kornlosen, d. h. der silberarmen und ungereiften Emulsion versagen aber diese Methoden. Das latente Bild verschwindet mit dem Silber.

Somit bleibt nur noch ein Weg übrig, die empfindliche Schicht abziehbar auf die Spiegelfläche zu präparieren. Es gelingt dies nur unter Einschaltung einer geeigneten Zwischenschicht, und zwar muß diese von so geringer Dicke sein, daß sie optisch so gut wie indifferent ist. Ferner ist die nur etwa 0,01 mm dicke empfindliche Schicht mit einem geeigneten Support zu versehen, der Schichtverzerrungen verhindert, die ein Zerstören der Elementarspiegel und somit der Farbenwirkung zur Folge haben würden.

Unter Berücksichtigung dieser Punkte ist es mir gelungen, sowohl Spektralfarben als auch Mischfarben mit derselben Reinheit und Leuchtkraft zu erzielen, wie man sie sonst nur mit dem Quecksilberspiegel erhält. Diese Versuche wurden erst in den letzten Tagen angestellt, so daß es noch an geeignetem Demonstrationsmaterial fehlt; auch ist der Träger der empfindlichen Schicht noch zu dünn gewählt worden, so daß eine Kräuselung der Schicht eintrat. Doch zeigen die Präparate bereits den vollen Erfolg: hier eine Spektrumaufnahme, die provisorisch auf einer Glasplatte befestigt ist. In gleicher Weise ist eine Mischfarbenaufnahme behandelt. Da man Mischfarbenaufnahmen ohne Beseitigung der Oberflächenreflexion nicht gut projizieren kann, so lasse ich das Präparat selbst herumgehen. Sie werden deutlich die große Brillanz der Interferenzfarben im reflektierten Licht erkennen.

Das Arbeiten mit den zuletzt beschriebenen Spiegelplatten gestaltet sich sehr einfach: Die Spiegelplatten werden genau wie

die gewöhnlichen Platten ohne Ergänzung oder auch nur Änderung des Apparates, sogar bei derselben Einstellung (natürlich mit dem vor das Objektiv geschalteten Spezialfilter) exponiert. Vor der Entwickelung hat man nur die ziemlich dicke Folie mit der empfindlichen Schicht abzuziehen, was sehr leicht vonstatten geht, und dann wie gewöhnlich zu entwickeln.

Vorläufig wird nun allerdings die Interferenzfarbenphotographie auch in ihrer vereinfachten Form immer noch, z. B. durch Lumières Autochromplatte, hinsichtlich der praktischen Verwendungsmöglichkeit übertroffen, da die durch sie erzielten Bilder, so reizvoll sie auch an sich erscheinen mögen, nur als Spiegel, nicht als Körperfarbenbilder wirken und deshalb nur mittels geeigneter Vorkehrungen in der richtigen Weise betrachtet und projiziert werden können.

Dagegen wird wohl die Interferenzfarbenphotographie für den Physiker dauernd eines der geistvollsten Demonstrationsmittel bleiben.

Untersuchungen über die Herabsetzung der Trägheit von Selenzellen mit Hilfe der Kompensationsmethode;

von A. Korn.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 20. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Wenn eine Selenzelle[1]) bei einer bestimmten Gesamtintensität J des auf sie fallenden Lichtes den Widerstand w_0 hat, so wird der reziproke Widerstand der Zelle, nachdem man die Belichtung plötzlich um die Größe ΔJ vermehrt hat:

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_0} + \alpha \Delta J f(t). \tag{1}$$

Wir verstehen dabei unter α eine Konstante, unter t die Zeit, gerechnet von dem Momente der Belichtungsvermehrung, und unter der Funktion $f(t)$ eine Funktion ihres Argumentes, welche mit wachsendem Argumente asymptotisch gegen 1 konvergiert, so daß für $\lim t = \infty$:

$$\frac{1}{w} = \frac{1}{w_0} + \alpha \Delta J$$

und somit die Konstante α als die Empfindlichkeit der Zelle bezeichnet werden kann. Ein solches lineares Gesetz gilt aber mit großer Annäherung nur dann, wenn J und ΔJ innerhalb gewisser Grenzen bleiben; das Gesetz wird nicht mehr durch die Erfahrung bestätigt, wenn J und ΔJ gewisse Grenzen überschreiten.

Wir wollen aber vorläufig annehmen, daß wir uns innerhalb der Grenzen halten, innerhalb derer ein solches lineares Gesetz gültig ist, und innerhalb derer bei stetigen Belichtungsänderungen in einem Zeitintervall $t_0 t$ die Formel:

$$\left|\frac{1}{w}\right|_t = \left|\frac{1}{w}\right|_{t_0} + \int_{t_0}^{t} \alpha \frac{dJ}{d\tau} f(t-\tau)\, d\tau \tag{2}$$

---

[1]) In bezug auf die das Selen betreffende Literatur verweise ich auf das Werkchen von Dr. Chr. Ries, Die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik, Verlag der Fachzeitschrift „Der Mechaniker“, Berlin-Nikolassee, 1908.

gelten wird; es ist von besonderer Bedeutung, die Funktion f wirklich kennen zu lernen.

Wir werden offenbar die Kurve:

$$y = \text{const} f(t) \tag{3}$$

erhalten, wenn wir den Ausschlag eines Saitengalvanometers infolge eines durch die Zelle gehenden Stromes einer Akkumulatorenbatterie aufzeichnen, von dem Augenblick an, in welchem die Belichtung J den Zuwachs ΔJ erhält.

Im Laufe der letzten Jahre sind eine große Zahl solcher Kurven aufgenommen worden; dieselben sind nicht für alle Zellen von derselben Form, sie ähneln sich natürlich darin, daß sie von Null ansteigen und sich mit wachsendem t einer Grenzordinate nähern, aber die Art des Anwachsens und der Annäherung ist für verschiedene Zellen recht verschieden. Immerhin hat sich aus allen diesen Kurven die folgende allgemeine Form der Funktion f ergeben. Man kann setzen:

$$y = \alpha \Delta J . e^{-\beta t^{-\frac{1}{m}}}, \tag{4}$$

wo α, β, m $(0 < m < \infty)$ drei der Zelle eigentümliche Konstanten sind. Die Konstante α kann man nach wie vor als die Empfindlichkeit der Zelle bezeichnen, denn es ergibt sich für $\lim t = \infty$:

$$y = \alpha \Delta J,$$

die Konstanten β und m sind Trägheitskonstanten; je größer β und m sind, um so schneller wird sich y seinem asymptotischen Werte nähern, und zwar wird die Zahl m noch einen wesentlicheren Einfluß haben als die Konstante β. Wenn man den Konstanten β und m bestimmte Namen geben will, kann man etwa β als die Trägheitskonstante schlechthin, m als die exponentielle Trägheit bezeichnen.

Für die Zwecke der Bildtelegraphie ist ein großes m das störendste Moment, und es hat sich herausgestellt, daß das kleinste m von den Zellen geliefert wird, welche Platindrähte als Elektroden haben und mit möglichst reinem Selen hergestellt sind; die besten derartigen von Giltay in Delft hergestellten Zellen haben eine exponentielle Trägheit von der Größe:

$$m = \frac{2}{3},$$

während Zellen, z. B. mit Kupferdrähten als Elektroden, Zellen mit Selenidbildungen, wesentlich größere exponentielle Trägheit besitzen, allerdings auch billiger herzustellen sind als die Zellen mit Platinelektroden; im übrigen hängen die Konstanten wesentlich noch von der Dicke der Selenschicht und von der Art der Erkaltung der Selenpräparate ab.

Die Selenzellen werden um so brauchbarer sein, je kleiner die Zeit ist, welche vergeht, bis der Strom einigermaßen konstant bleibt. An der Herstellungsart der Selenzellen ist wohl zurzeit nicht viel in dieser Richtung zu bessern, das einzige ist, daß man Zellen mit noch dünneren Selenschichten nimmt, dann wachsen aber die Widerstände der Zellen entsprechend, und man ist auch hier ziemlich an der Grenze der Widerstandserhöhungen angelangt, die noch technisch brauchbar sind. Auf anderem Wege erreicht die Kompensationsmethode einen Fortschritt, indem die Wirkung zweier Zellen kombiniert und als Resultat der Kombination eine Kurve erhalten wird, welche nach wesentlich kürzerer Zeit der Abszissenachse nahezu parallel wird. Es wird dafür gesorgt, daß eine zweite Zelle (die Kompensationszelle) Belichtungen bzw. Belichtungsänderungen erhält, welche den Belichtungen der ersten Zelle (der Fühlerzelle) proportional sind; die beiden Zellen werden mit Hilfe von Brückenschaltung einander entgegengeschaltet, dann kann man durch geeignete Auswahl der beiden Zellen erreichen, daß die Differenzkurve (die kompensierte Kurve) in weit kürzerer Zeit der Abszissenachse nahezu parallel wird, als jede der beiden den Einzelzellen entsprechenden Kurven.

Es handelt sich nun darum, an der Hand der Selenformeln einen Anhaltspunkt dafür zu gewinnen, wie zwei Zellen zueinander kombiniert werden müssen, um sich zur Kompensation zu eignen. Sei

$$y_1 = \alpha_1 \varDelta J . e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} \qquad 5)$$

der bei einer Belichtungsänderung der Fühlerzelle auftretende Stromzuwachs,

$$y_2 = \alpha_2 \varDelta J . e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} \qquad 6)$$

der bei der Belichtungsänderung der anderen Zelle — die gleiche exponentielle Trägheit besitze — auftretende Stromzuwachs, dann

ist die Bedingung dafür, daß die Differenzkurve der Abszissenachse parallel wird $\frac{d(y_1 - y_2)}{dt} = 0$:

$$\alpha_1 \beta_1 e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} - \alpha_2 \beta_2 e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} = 0. \tag{7}$$

Die Bedingung kann natürlich (wenn $\alpha_1 \neq \alpha_2$) nicht von $t = 0$ an erfüllt werden; nach sehr kurzer Zeit kann man aber in erster Annäherung:

$$e^{-\beta_1 t^{-\frac{1}{m}}} = 1$$

$$e^{-\beta_2 t^{-\frac{1}{m}}} = 1$$

setzen, und die Kompensationsbedingung wird:

$$\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2, \tag{8}$$

unter Voraussetzung gleicher exponentieller Trägheit der beiden Zellen; bei ungleichen exponentiellen Trägheiten ist die Kompensation nicht so leicht zu erzielen[1]).

Außer der Kompensationsbedingung 8) ist für die Brauchbarkeit der Zellen noch erforderlich, daß die Differenzempfindlichkeit

$$\alpha_1 - \alpha_2$$

möglichst groß ist, und man erhält auf diese Weise leicht die folgenden Forderungen für eine möglichst gute Kompensation: 1. Die beiden Zellen sollen eine möglichst geringe und eine möglichst gleiche exponentielle Trägheit haben. 2. Die Empfindlichkeit der Fühlerzelle soll möglichst groß, ihre gewöhnliche Trägheit möglichst klein sein. 3. Die Empfindlichkeit der Kompensationszelle soll verhältnismäßig klein, ihre Trägheit verhältnismäßig groß sein, so daß die Gleichung

$$\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2$$

erfüllt werden kann.

Da man es in der Hand hat, die Kompensationszelle proportional mehr oder weniger zu belichten als die Fühlerzelle, so kann man im allgemeinen stets eine Kompensation zwischen zwei Zellen erreichen, wenn nur die Bedingung

$$\beta_2 \text{ merklich} > \beta_1$$

---

[1]) Bei manchen Zellen wird die Kompensation noch durch ein verschiedenes Verhalten bei Belichtungsvermehrung bzw. -verminderung erschwert.

erfüllt ist, wenn also die gewöhnliche Trägheit der Kompensationszelle merklich größer ist als die der Fühlerzelle. Man muß noch auf einen Umstand dabei Rücksicht nehmen, nämlich daß man bei den Belichtungen in den Grenzen bleibt, innerhalb derer das lineare Gesetz

$$y \text{ proportional mit } \Delta J$$

mit genügender Annäherung in Geltung bleibt; diese Linearität ist nicht vorhanden, wenn man aus dem Dunkeln in das erste Belichtungsstadium geht, ferner nicht, wenn man zu stark belichtet; da das letztere in der Bildtelegraphie nicht zu befürchten ist, hat man daselbst nur darauf Rücksicht zu nehmen, daß man die ersten Stadien der Belichtung ausschaltet, und das ist der Grund, weshalb es sich empfiehlt, den Zellen von vornherein und stets eine konstante Zusatzbelichtung zu geben, so daß auch bei einem verhältnismäßig dunkeln Tone des Bildes die beiden Zellen schon etwas erhellt sind, wenigstens die Fühlerzelle, bei welcher die Fehler am meisten in Betracht kommen.

Schließlich sei noch bemerkt, daß die Kompensationsmethode nur ein Mittel ist, die Nachwirkung der Zellen herabzusetzen, eine völlige Ausschaltung der Nachwirkung ist natürlich auch auf diesem Wege nicht möglich.

Neue photographische Wiedergaben der Geschoſsbahn;

von F. Neesen.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Die großen Erhöhungen, welche Ballongeschütz und indirektes Schießen erfordern, bedingen eine Erweiterung der Schußtafeln und haben daher in erhöhter Weise das Interesse der photographischen Darstellung [1]) der Geschoßbahn zugewandt.

Fig. 1.



Es ist versucht, an Stelle der Leuchtgeschosse hierbei Geschosse zu verwenden, welche Rauch ausstoßen. Dieser hält sich kurze Zeit in der Luft und gibt bei Sonnenbelichtung die Bahn als Schatten.

---

[1]) Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 4, 380, 1902; 5, 110, 1903.

Von den beiden Figuren, welche Versuche der Firma Krupp wiedergeben, enthält Nr. 1 die Darstellung einer solchen Rauchspur für ein Ballongeschütz; Nr. 2 die Endstücke von fünf Geschoßbahnen für ein Gebirgsgeschütz, erhalten mit Leuchtgeschoß.

Die Benutzung von Rauchgeschossen hat den großen Vorteil, daß die Versuche bei Tage gemacht werden können, während für Leuchtgeschosse Dämmerung nötig ist. Indessen wird dieser Vorteil durch mehrere Nachteile aufgehoben.

Fig. 2.



Erstens sind die Zeichnungen, wie ein Blick auf die Figuren zeigt, bei Leuchtgeschossen viel schärfer; der leichte Rauch muß durch die Störungen der Luftdichte Verschiebungen erfahren. Zweitens gestattet das Rauchverfahren nicht die Geschwindigkeit des Geschosses zu ermitteln. Drittens können, wie Fig. 2 zeigt, bei Leuchtgeschossen mehrere Kontrollversuche auf derselben Platte aufgenommen werden, was bei den Rauchgeschossen ausgeschlossen ist.

Die Zeichnung der Leuchtgeschosse gestattet weiter einen Schluß auf die Stellung der Geschoßachse, also auf die Pendelung.

Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte[1]);

von Josef Ritter v. Geitler.

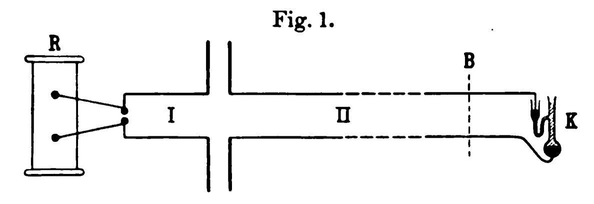
(Aus dem physikalischen Institut der k. k. Universität in Czernowitz.)

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Die hier mitzuteilenden Versuche und deren Theorie ergaben sich aus der Verfolgung einer Erscheinung, die ich gelegentlich einer anderen Untersuchung beobachtete. Diese Erscheinung möge daher zunächst an der Hand der Fig. 1 kurz beschrieben werden. Es bedeutet *R* einen mit Rotaxunterbrecher betriebenen

Fig. 1.



RUHMKORFFschen Induktionsapparat, *I* den Primärkreis, *II* den Sekundärkreis einer HERTZ-LECHERschen Anordnung, *K* ein Kapillarelektrometer, *B* einen Draht, der beliebig über die Drähte des Sekundärkreises gelegt oder von ihnen entfernt werden kann. Wenn *B* nicht vorhanden ist, so bemerkt man am Kapillarelektrometer, je nach der Richtung des Primärstromes im Induktorium, eine Verschiebung des Meniskus in dem einen oder anderen Sinne, hervorgebracht durch den Strom, der den Ausgleich der Influenzelektrizitäten der Sekundärkapazitäten beim Aufladen des Primärkreises vor dem Eintritte der Funkenentladung vermittelt. Legt man nun, während der Induktionsapparat in Gang ist, bei *B* die Brücke über die beiden Sekundärdrähte, um durch Kurzschluß

[1]) Der Vortrag schließt sich mit einigen Kürzungen und Ergänzungen an meine unter gleichem Titel in den Sitzungsberichten der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien **118** [2a], 703—726, 1909 veröffentlichte Arbeit an.

eine Depolarisation des Kapillarelektrometers zu bewirken, so sieht man eine lebhafte Gasentwickelung am Quecksilbermeniskus auftreten, wenn die Berührung des Brückendrahtes mit den Sekundärleitern keine vollkommene ist, derart, daß ein Funke zwischen B und dem einen Sekundärleiter entsteht. Bei vollkommener Überbrückung der Drähte sowie bei vollkommener Entfernung der Brücke hört diese Gasentwickelung sofort auf. Die beschriebene Tatsache ruft also vollkommen den Eindruck hervor, daß infolge des Funkens bei B das Kapillarelektrometer von einem Gleichstrom durchflossen werde; wenigstens deutet die lebhafte Gasentwickelung auf eine stattfindende Elektrolyse hin.

Im weiteren Verlaufe der Untersuchung dieser auffälligen Erscheinung wurde die Versuchsanordnung natürlich in mehrfacher Hinsicht verändert. Ehe ich jedoch zur genaueren Beschreibung der weiteren Versuche und der damit erzielten Resultate übergehe, möge die Theorie der gefundenen Erscheinungen skizziert werden, wenn auch der wirkliche Weg meiner Untersuchung der umgekehrte gewesen ist. Auch bei der Darstellung der Versuche selbst soll in zusammenfassend systematischer Weise vorgegangen werden, ohne Rücksicht auf die Reihenfolge, in der sie wirklich angestellt wurden.

A. Theorie.

In den letzten Jahren haben sich unsere Kenntnisse von den Bedingungen, die zur Verwandlung eines Gleichstromes in Wechselstrom von größerer oder geringerer Periode führen, bedeutend erweitert und vertieft[1]. Eine zusammenfassende Theorie der Schwingungserzeugung ist in einer ausgezeichneten Arbeit von H. Barkhausen[2] dargelegt, deren Inhalt ich hier als bekannt voraussetze. Es erschien mir nun nicht aussichtslos, an die Umkehrung des eben erwähnten Problems heranzutreten und die Bedingungen zu suchen, die zur Erzeugung eines Gleichstromes durch eine rein periodische elektro-

---

[1]) Es sei hier besonders auf die Arbeiten H. Th. Simons und seiner Schüler hingewiesen.

[2]) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Dissertation, Göttingen 1907.

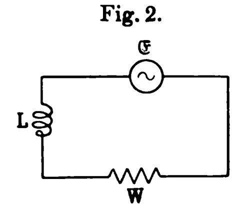
motorische Kraft erforderlich sind. Als rein periodisch soll eine elektromotorische Kraft $\mathfrak{E}$ von der Periode τ bezeichnet werden, wenn die Gleichung gilt:

$$\int_0^\tau \mathfrak{E}\, dt = 0.$$

Ist ein Stromsystem gegeben, in dem die Koeffizienten der gegenseitigen und Selbstinduktion (L), die Widerstände (W) und die Kapazitäten (C) konstant sind, so kann in ihm durch eine reine Wechselspannung nur ein reiner Wechselstrom hervorgerufen werden, wie leicht zu beweisen ist[1]).

Es soll nun aber gezeigt werden, daß eine rein periodische elektromotorische Kraft $\mathfrak{E}$ einen Wechselstrom mit übergelagertem Gleichstrom I_0 hervorrufen kann, wenn der Widerstand W des Stromkreises eine Funktion der Zeit ist mit periodischer Wiederkehr gleicher Zustände. Von dem Vorhandensein von Kapazitäten soll hierbei, der Einfachheit wegen, vorläufig abgesehen werden. Es wird jedoch keinerlei Voraussetzung darüber gemacht, ob die Veränderlichkeit der Größe W von außen aufgezwungen oder etwa vom Strome selbst hervorgebracht wird.

Fig. 2.



Unter Anwendung der soeben angegebenen Bezeichnungen gilt in einem solchen Stromkreise (Fig. 2) die Gleichung:

$$\frac{dI}{dt} + \frac{W}{L} \cdot I = \frac{\mathfrak{E}}{L}. \qquad 1a)$$

Setzen wir

$$\left.\begin{aligned} \frac{W}{L} &= f(t) \\ \frac{\mathfrak{E}}{L} &= \psi(t) \end{aligned}\right\} \qquad 2)$$

so nimmt Gleichung 1a) die Gestalt an:

$$\frac{dI}{dt} + f(t) . I = \psi(t). \qquad 1)$$

[1]) Vgl. hierzu auch Barkhausen, l. c., § 5.

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist:

$$I = \operatorname{const} e^{-\int f(t)\,dt} + e^{-\int f(t)\,dt} \cdot \int \psi(t) \,.\, e^{\int f(t)\,dt} \,.\, dt. \tag{3}$$

Wir denken uns $f(t)$ und $\psi(t)$ als FOURIERsche Reihen gegeben. Dann ist $\int f(t)\,dt = \alpha t +$ einer FOURIERschen Reihe, wenn α das konstante Glied von $f(t)$ bedeutet. Daher ist auch $e^{\int f(t)\,dt}$ eine mit dem Faktor $e^{\alpha t}$ multiplizierte FOURIERsche Reihe. Demnach ist $\psi(t) \,.\, e^{\int f(t)\,dt}$ eine Reihe von Gliedern der Form:

$$A \,.\, e^{\alpha t} . \begin{cases} \cos n \omega t \\ \sin n \omega t \end{cases} .$$

Die Integration solcher Funktionen führt wieder auf Funktionen derselben Form, die alle den gemeinsamen Faktor $e^{\alpha t}$ besitzen. Im zweiten Gliede der Gleichung 3) hebt sich also dieser Faktor $e^{\alpha t}$ fort, und es bleibt eine periodische Funktion als Lösung der Differentialgleichung. Das erste Glied der Gleichung 3), das eine willkürliche Integrationskonstante enthält, kann unberücksichtigt bleiben, denn es stellt die Lösung der homogenen Differentialgleichung

$$\frac{dI}{dt} + f(t) I = 0 \tag{4}$$

dar und ergibt eine Funktion, die wegen des Exponentialfaktors mit wachsendem t rasch abnimmt, wenn $f(t)$ positiv ist, was hier vermöge der physikalischen Bedeutung von $f(t)$ stets zutrifft.

Wir gelangen so zu dem Resultat, daß unsere Differentialgleichung durch eine konvergente FOURIERsche Reihe gelöst wird, wenn W, $\mathfrak{E}$ ebensolche Funktionen sind.

Da das konstante Glied I_0 dieser FOURIERschen Reihe, durch die I dargestellt wird, nur in speziellen Fällen Null, im allgemeinen aber von Null verschieden ist, so folgt also aus unseren ganz allgemeinen Voraussetzungen, daß eine rein periodische elektromotorische Kraft in einem Stromkreis einen Gleichstrom I_0 hervorzurufen vermag, wenn der Widerstand variabel ist[1]).

[1]) Anmerkung bei der Korrektur: Im Falle eines variablen L tritt an Stelle von Gleichung 1a): $\frac{d(L\,.\,I)}{dt} + \frac{W}{L} \cdot (L\,.\,I) = \mathfrak{E}$. Da diese

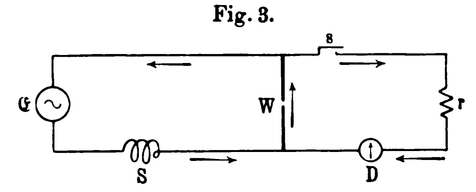
Da unsere allgemeinen Betrachtungen ohne jede besondere Voraussetzung über die Ursachen der Veränderlichkeit der Größe W angestellt wurden, so sind wir berechtigt, sie auf den Fall anzuwenden, der den Ausgangspunkt dieser Arbeit bildet, und werden daher nicht anstehen, die Gasentwickelung bei dem eingangs beschriebenen Versuch auf die Elektrolyse durch den Gleichstrom I_0 zurückzuführen, der durch das Zusammenwirken der elektromotorischen Kraft der HERTZschen Schwingung mit dem variablen Funkenwiderstande bei B (Fig. 1) erzeugt wird.

B. Experimenteller Teil.

Die vorangestellte Theorie dürfte das Verständnis der nunmehr genauer zu beschreibenden Versuche wesentlich zu erleichtern geeignet sein.

1. Um einfachere Verhältnisse zu gewinnen, als sie das Ausgangsexperiment bietet, ging ich — noch in Unkenntnis der

Fig. 3.



Theorie — daran, eine ganz ähnliche Versuchsanordnung mit gewöhnlichem Wechselstrom zu treffen. Fig. 3 gibt ein Bild derselben. Es bedeutet 𝔊 die Wechselstrommaschine des im Institut aufgestellten Gleichstrom-Wechselstromumformers, S eine Drosselspule, W eine Bogenlampe, r einen Vorschaltwiderstand, D ein Drehspulengalvanometer und s einen Stromschlüssel. Bringt man den Lichtbogen zum Brennen, so bemerkt man, wenn s geschlossen

Gleichung ebenfalls vom Typus der Gleichung 1) ist, so erkennt man, daß das Produkt $L \cdot I$ sich ebenfalls als die Summe eines konstanten und eines rein periodischen Gliedes ergibt. Daraus folgt die Möglichkeit einer Gleichstromkomponente I_0, wenn W variabel ist, gleichviel ob gleichzeitig L konstant (vgl. oben) oder variabel mit gleicher Periode ist. Dagegen genügt, weil in Gleichung 1b) jedes der drei Glieder für sich rein periodisch ist, worauf mich Herr BARKHAUSEN freundlichst aufmerksam gemacht hat, die Veränderlichkeit von L allein (bei konstantem W) nicht zur Erzeugung einer Gleichstromkomponente.

ist, am Galvanometer das Auftreten eines Gleichstromes, dessen Richtung sich oft sprungweise ändert, wobei man meist ein Flackern des Bogens wahrnimmt, als Zeichen dafür, daß sich die Entladungsbedingungen geändert haben. Auch eine absichtliche Veränderung der Lichtbogenlänge ruft einen Wechsel der Gleichstromrichtung hervor. Die Erscheinung der Stromumkehr zeigte sich bei beiderseits gleichen dicken oder dünnen Dochtkohlen sowie auch dann, wenn ein Pol von einer dicken, der andere von einer dünnen Kohle gebildet war. Ich konnte die Erscheinung auch dann beobachten, wenn der Bogen zwischen möglichst gleichen, horizontal gestellten Kohlen brannte. Während der Versuche wurde ich darauf aufmerksam, daß ähnliche Erscheinungen schon von J. SAHULKA [1]) beobachtet worden sind. Doch weichen meine Resultate in einigen Beziehungen von jenen SAHULKAs ab; so fand ich u. a., daß auch beim Wechselstromlichtbogen zwischen Kupfer und Kohle die Richtung des auftretenden Gleichstromes je nach den Versuchsbedingungen wechseln kann [2]). Auch möchte ich darauf hinweisen, daß mir SAHULKAs Resultat, wonach er etwa 60 Proz. des Wechselstromes als Gleichstrom gewonnen hätte [3]), einer weiteren experimentellen Prüfung zu bedürfen scheint.

Es ist wohl nicht zweifelhaft, daß diese Versuche gleichwie die sogenannten Ventilwirkungen, die SAHULKA an Lichtbögen zwischen Kohle und Metallelektroden beobachtet hat [4]), ferner die GRAETZ-POLLAKschen Wechselstromgleichrichter [5]), die Vorrichtungen nach Art der COOPER-HEWITT-Lampe usw. von der oben dargelegten Theorie in befriedigender Weise umfaßt werden. Bei allen diesen und ähnlichen sogenannten Ventilvorrichtungen liegen eben die Versuchsbedingungen derart, daß ein variabler Widerstand vorhanden ist, dessen Konstanten einen Gleichstrom von bestimmter Richtung ermöglichen, während die notwendigen Voraussetzungen für eine Stromumkehr in den meisten dieser Fälle nicht verwirklicht werden können. Bemerkenswert in dieser Hinsicht erscheint mir übrigens der Hinweis SAHULKAs, daß der von

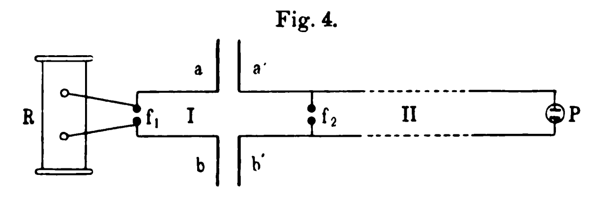
---

[1]) J. SAHULKA, Elektrot. ZS. 29, 949, 1908.
[2]) J. SAHULKA, Wien. Ber. 103 [2a], 925 ff., 1894.
[3]) J. SAHULKA, Elektrot. ZS. 29, 1036, 1908.
[4]) J. SAHULKA, Wien. Ber. 103 [2a], 925 ff., 1894.
[5]) GRAETZ, Wied. Ann. 62, 323, 1897; POLLAK, C. R. **124**, 1443, 1897.

einem Wechselstromlichtbogen zwischen Quecksilber- und Eisenelektroden in Luft von normalem Druck erzeugte Gleichstrom gerade entgegengesetzt gerichtet ist, wie der mit Hilfe der COOPER-HEWITT-Vakuumlampe gewonnene[1]). Auch die von H. RUBENS angegebene und von G. VON UBISCH genauer untersuchte Methode der Verwendung des Galvanometers bei Wechselstrommessungen[2]) bildet einen Spezialfall der hier vorgetragenen Theorie.

Bei den soeben erwähnten Versuchsanordnungen, die alle unter das Schema der Fig. 3 fallen, tritt der Gleichstrom natürlich nicht nur in dem Zweige *Drs W*, sondern auch im Kreise *S 𝔈 W* auf; der Stromverlauf, von dem man sich leicht durch einen Versuch überzeugt, ist etwa durch die Pfeile der Figur veranschaulicht, d. h. er ist so beschaffen, als ob an Stelle von *W* eine konstante elektromotorische Kraft von der dem Strom entsprechenden Richtung vorhanden wäre. Der Strom ist also im Kreise *S𝔈W* auch dann vorhanden, wenn *Dr W* nicht angeschlossen ist. Aus dem Folgenden wird sich ergeben, weshalb

Fig. 4.



ich diese Verhältnisse mit größerer Ausführlichkeit diskutiert habe, als es vielleicht auf den ersten Blick nötig erscheinen dürfte.

2. Daß auch bei sehr schnellen Schwingungen Verhältnisse geschaffen werden können, die im Sinne unserer Theorie eine Verwandlung der Energie der Schwingung in Gleichstromenergie gestatten, geht, wie oben erwähnt, schon aus dem der ganzen Untersuchung zum Ausgangspunkte dienenden Grundversuche hervor. Die weiteren Betrachtungen sollen an Versuchsanordnungen geknüpft werden, die eine bessere Einsicht in die Einzelheiten ermöglichen, als dies bei jenem Versuche der Fall ist.

---

[1]) J. SAHULKA, Elektrot. ZS. 29, 1036, 1908.

[2]) H. RUBENS, Wied. Ann. 37, 522, 1889; G. v. UBISCH, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 61, 1907.

In Fig. 4 bedeutet *R* wieder ein großes RUHMKORFFsches Induktorium, das mit Hilfe eines Rotaxunterbrechers durch den passend abgezweigten Gleichstrom der städtischen Zentrale gespeist wurde [1]). An das Induktorium war ein HERTZscher Primärkreis *I* angeschlossen. Die Funkenstrecke f_1 bestand aus Messingkugeln (4 cm Durchmesser) und ihre Länge konnte grob reguliert werden. Die ganze Länge des primären Drahtes $a f_1 b$ betrug etwa 250 cm. Den Zinkplatten *a*, *b* (40 cm Seitenlänge) standen in veränderlicher Entfernung (meist 4 cm) die ebenso großen Zinkplatten $a' b'$ gegenüber; an diese schlossen sich die parallel gespannten Drähte des Sekundärkreises *II*, deren Länge verändert werden konnte. Ihr gegenseitiger Abstand war meist 20 cm. Bei *P* endeten sie an den Elektroden einer Polarisationszelle, die mit verdünnter Schwefelsäure beschickt war; die Elektroden waren entweder in Glasröhren eingeschmolzene Platindrähte verschiedener Stärke (0,42 mm, 0,15 mm) und Länge (6 bis 8 mm, 1 bis 2 mm), deren gegenseitiger Abstand verändert werden konnte, oder blanke Platinplatten von etwa $1,5 \times 1$ cm Größe und 0,5 cm Distanz oder endlich gut platinierte Platinplatten eines KOHLRAUSCHschen Leitfähigkeitsgefäßes von 4 cm Durchmesser. Bei f_2 befand sich die Funkenstrecke eines Funkenmikrometers, das die Funkenlängen auf hundertstel Millimeter zu messen erlaubte. Als Elektroden wurden bei f_2 meist Messingkugeln von 4 cm Durchmesser angebracht. Die weiterhin beschriebenen Versuche sind durchwegs mit solchen ausgeführt; doch kamen auch Zinkkugeln, ferner Kombinationen von Zink und Messingkugeln sowie von Messingkugel und Messingspitze zur Verwendung, ohne daß hierbei prinzipielle Unterschiede in den Resultaten auftraten. Das Mikrometer, dessen Elektroden mit Hilfe von Klemmschrauben mit den Sekundärdrähten verbunden waren, konnte längs *II* verschoben und seine Lage an einem Meßband abgelesen werden.

a) Die Distanz der Platten $a a'$ und $b b'$ betrage etwa 4 cm. Bei *P* seien als Elektroden blanke Platindrähte von 0,42 mm Durchmesser und etwa 8 mm Länge angebracht. Sind die Kugeln

[1]) Ich möchte es nicht unterlassen, hervorzuheben, daß der Rotaxunterbrecher sich bei dauerndem Gebrauch in vorzüglicher Weise bewährt hat. Der Funkenstrom des Induktoriums konnte stundenlang in sehr befriedigender Konstanz aufrecht erhalten werden.

bei f_2 so weit auseinandergeschraubt, daß kein Funke überspringen kann, so ist an den Drähten bei P eine Gasentwickelung nicht zu bemerken, wenn der Ruhmkorffapparat in Gang ist. Nähert man die Mikrometerkugeln einander, bis Funken zu springen beginnen, so tritt sofort eine lebhafte, deutlich polare Gasentwickelung an den Platindrähten auf. Bei weiterer Verkleinerung der Funkenstrecke hört die Gasentwickelung bei einer gewissen Länge des Funkens auf, um bei weiterer Verkleinerung von f_2 wieder lebhaft einzusetzen, doch diesmal mit entgegengesetzter Polarität als früher. Bei abermaliger Verkleinerung von f_2 geht die Gasentwickelung nochmals durch den Nullpunkt, um bei ganz kleinen Fünkchen wieder ihren ursprünglichen Sinn zu erhalten. Zur Beobachtung, besonders in der Nähe der Umkehrpunkte, bedient man sich zweckmäßig einer Lupe.

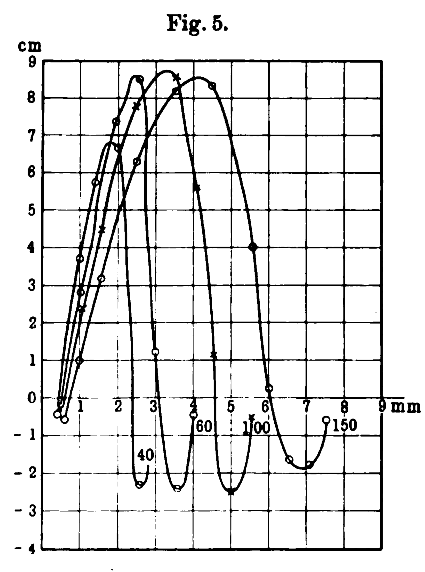
Ersetzt man die Kondensatoren $a\,a'$ und $b\,b'$ durch Franklinsche Tafeln von 3 mm Glasdicke und 50×33 cm Stanniolbelegung, wodurch natürlich größere Elektrizitätsmengen ins Spiel gebracht werden, so kann man die eben beschriebene Erscheinung bei P auch sehr gut mit blanken Platinplattenelektroden von 1,5 qcm und 0,5 cm Abstand beobachten. Schaltet man außer P noch eine zweite, gleiche Polarisationszelle in den Draht ein, der eine der beiden Mikrometerkugeln mit dem Sekundärleiter verbindet, so ist die Erscheinung in beiden Gefäßen zu sehen und die Polarität der Gasentwickelung läßt erkennen, daß der sie hervorrufende Gleichstrom den Kreis $P f_2$ durchfließt.

Vom Standpunkte der vorgetragenen Theorie wird man kaum zweifeln können, daß der mit Hilfe der Polarisationszelle nachgewiesene Gleichstrom seinen Ursprung den im Sekundärleiter durch den Funken ablaufenden Schwingungen und dem variablen Widerstande dieses Funkens f_2 verdanke. Die bei den verschiedenen Funkenlängen wechselnden Bedingungen werden es eben bewirken, daß die Richtung und Stärke von I_0 sich in der beobachteten Weise verändern. Immerhin scheint ein schärferer Beweis hierfür nicht überflüssig.

b) Um von der Verwendung der Polarisationszelle als Stromanzeiger unabhängig zu sein, die ja möglicherweise selbst noch unbekannte Komplikationen in den Versuch einführen könnte —

man denke etwa an die beim SCHLÖMILCHschen Detektor zutage tretenden depolarisierenden Wirkungen elektrischer Wellen[1]) oder an etwaige Widerstandsänderungen der Zelle infolge der Schwingungen[2]) —, so wurde der Sekundärleiter bei P statt durch die Zelle mit Hilfe eines querüber gelöteten horizontalen Drahtes überbrückt und über diesem, elektrostatisch durch ein Messinggehäuse geschützt, in einer Entfernung von einigen Millimeter ein astatisches Nadelpaar aufgehängt, dessen Ablenkungen mit Spiegel und Skala gemessen werden konnten.

Fig. 5.



Solange bei f_2 kein Funke übersprang, zeigte dies improvisierte Galvanometer einen konstanten Ausschlag von einigen Millimeter infolge der direkten magnetischen Einwirkung des Induktoriums. Dieser Ausschlag muß als Korrektion in Rechnung gebracht werden. Sobald nun f_2 verkleinert wurde, zeigten sich sehr regelmäßige Ausschläge, die allmählich, bei Verkleinerung von f_2, bis Null abnahmen, in entgegengesetztem Sinn anwuchsen, um dann nochmals, durch Null gehend, ihren ursprünglichen Sinn anzunehmen.

In Fig. 5 sind die Resultate einer solchen Versuchsreihe zur Darstellung gebracht. Die Abszissen bedeuten die Funkenlänge f_2 in Millimeter, die Ordinaten geben die Galvanometerausschläge in Centimeter. Die den einzelnen Kurven beigefügten Zahlen geben die Entfernung des Mikrometers vom geschlossenen Ende des Sekundärleiters in Centimeter an. Jede Kurve wurde bei der betreffenden Entfernung durch Veränderung der Funkenlänge f_2

---

[1]) SCHLÖMILCH, Elektrot. ZS. **24**, 959, 1903; V. ROTHMUND u. A. LESSING, Ann. d. Phys. (4) **15**, 193, 1904.

[2]) Über den Nachweis, daß solche nicht vorhanden sind, wird an anderer Stelle (Jahrb. der drahtl. Tel.) berichtet werden.

gewonnen, wobei die Länge des primären Funkens f_1 während der ganzen Versuchsdauer konstant gehalten wurde.

Diese Versuche liefern den exakten Beweis für die Existenz eines in seiner Richtung und Stärke von der Funkenlänge f_2 abhängigen Gleichstromes I_0 im Kreise Pf_2. Zugleich aber lassen sie deutlich erkennen, daß die Funkenlänge noch nicht den allein maßgebenden Faktor für die Richtung dieses Stromes bildet; denn die Versuche zeigen, daß bei verschiedener Lage des Mikrometers auf dem Sekundärleiter gleichen Funkenlängen durchaus nicht auch gleiche Stärke und Richtung von I_0 entsprechen. Am besten ist dies an der Verschiebung der Punkte $I_0 = 0$ sowie an der verschiedenen Lage der positiven und negativen Maximalstellen zu sehen. Die Ursache hiervon dürfte, wenigstens teilweise, wohl in dem Umstande zu suchen sein, daß die Funken f_2 bei verschiedener Lage des Mikrometers auf dem Sekundärleiter verschieden raschen Schwingungen entsprechen. Es ist verständlich, daß sich hierdurch die dynamische Charakteristik der Funkenentladung[1]), die für den zeitlichen Verlauf des Funkenwiderstandes und daher für die I_0 bestimmenden Bedingungen maßgebend ist, für jede gegebene Funkenlänge verändern muß.

Daß wirklich die Lage des Mikrometers f_2 für die Schwingungsdauer des Sekundärkreises bestimmend ist, kann man leicht mit Hilfe der von mir in früheren Arbeiten vielfach verwendeten Paralleldrahtresonatormethode nachweisen. Zu diesem Zwecke spannt man, etwa 20 cm über *II*, zwei dem Sekundärleiter und untereinander parallele Drähte aus, deren über $a'b'$ gelegene Enden mit den Platten eines Hertz-Bjerknesschen Elektrometers verbunden sind. Die Länge dieses Resonators kann durch eine verschiebbare Kupferblechbrücke verändert werden. Bringt man diese in die Lage stärkster Resonanz mit dem bei *P* überbrückten Sekundärkreise, solange bei f_2 keine Funken überspringen, und nähert die Mikrometerkugeln einander, so wird die Resonanz vollkommen vernichtet, sobald die Funken bei f_2 auftreten. Verschiebt man nun die Resonatorbrücke in der Richtung gegen das Elektrometer, so findet man je nach der Lage des Mikrometers

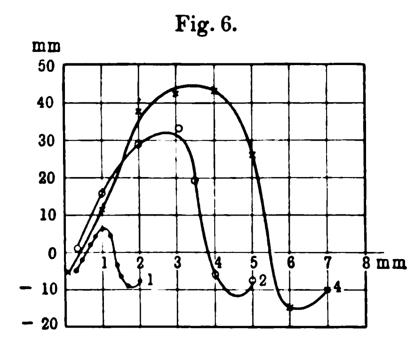
[1]) H. Th. Simon, Phys. ZS. 6, 297, 1905.



eine neue Resonanzstellung. Ein Vergrößern von f_2 bis zum Aufhören der Funken hebt diese Resonanz auf und es erweist sich nun wieder die frühere Stellung der Resonatorbrücke als die richtige.

c) Für die Charakteristik des Funkens und somit für die Stärke und Richtung des Gleichstromes sind jedenfalls die ins Spiel tretenden Elektrizitätsmengen von Bedeutung; denn sie sind, unter sonst gleichen Umständen, für die thermischen Verhältnisse der Funkenbahn maßgebend. Es ist daher zu erwarten, daß auch eine Veränderung der primären Funkenlänge f_1 auf die Richtung und Stärke des Gleichstromes von Einfluß sein werde. Denn bei größerer Länge des Funkens f_1 (Fig. 4) wird das Entladungspotential erhöht und daher die Ladung der Kapazitäten vergrößert. Außerdem wird eine Veränderung von f_1 auch die Dämpfungsverhältnisse beeinflussen, und auch diese müssen auf die Charakteristik von f_2 bestimmend einwirken.

Fig. 6.

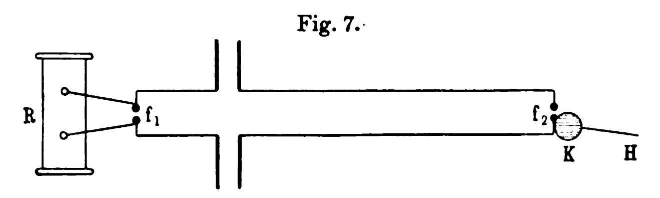


Daß ein Einfluß der Funkenlänge f_1 wirklich besteht, ergibt sich aus folgenden Versuchen: Das Mikrometer f_2 befand sich in 60 cm Entfernung von den Platten $a'b'$. Die Länge des Sekundärleiters von $a'b'$ bis zu dem astatischen Nadelgalvanometer betrug 200 cm. Die Funkenlängen f_1 wurden (da ein zweites Mikrometer nicht verfügbar war) an einem Maßstabe geschätzt und betrugen etwa 1, 2 und 4 mm. Bei jeder dieser Längen wurde die Funkenstrecke f_2 verändert und die entsprechenden Galvanometerausschläge gemessen. In der Fig. 6 bedeuten die Abszissen die Funkenlänge f_2 in Millimeter, die Ordinaten die Galvanometerausschläge in Skalenmillimeter, die den einzelnen Kurven beigefügten Zahlen geben die ihnen entsprechende Länge des Funkens f_1 an.

d) Die Deutung der unter 2a), b), c) angeführten Versuche könnte nun aber doch noch Bedenken hervorrufen, da die Versuchsanordnung sich in einem wesentlichen Punkte von jener zu

unterscheiden scheint, die unter 1. beschrieben wurde. Während in der durch Fig. 3 dargestellten Schaltung auch bei Abwesenheit des Zweiges *DrsW* ein Gleichstrom fließen kann, da ja 𝔈*SW* einen geschlossenen Leiterkreis bildet, so ist etwas Analoges im Leiter *II* der Fig. 4 nicht möglich, sobald wir uns den jenseits des Mikrometers gelegenen Teil der Drahtkombination fortdenken, so daß nun f_2 selbst das Ende des Sekundärkreises bildet; denn $a' f_2 b'$ ist ein offener Stromkreis. Ist aber die vorgetragene Auffassung richtig, wonach der beobachtete Gleichstrom seinen Ursprung einer elektromotorischen Kraft verdankt, die dem Zusammenwirken der elektrischen Schwingung mit dem variablen Widerstande des Funkens f_2 entspringt, so muß diese elektromotorische Kraft auch vorhanden und nachweisbar sein, wenn f_2 nicht, wie bisher, durch *P* geschlossen ist. Diese elektromotorische Kraft ist nun in der Tat leicht nachzuweisen.

Fig. 7.



Man könnte daran denken, die beiden Kugeln des Mikrometers mit je einem Quadrantenpaar eines Elektrometers zu verbinden, dessen Nadel auf ein bestimmtes — etwa positives — Potential geladen ist. Da bei richtiger Justierung des Instrumentes eine reine Wechselspannung keinen Ausschlag erzeugt, so müßte sich eine gerichtete elektromotorische Kraft in f_2 durch einen Ausschlag kundtun. Da jedoch bei einigermaßen größeren Werten der Funkenlänge f_2 die Entladung nicht bei f_2, sondern zwischen den Quadranten des Elektrometers erfolgen würde, so ist diese Methode mit den gewöhnlichen Instrumenten nicht ausführbar.

Man gelangt jedoch leicht zum gewünschten Ziele, wenn man, während das Induktorium in Gang ist und bei f_2 Funken überspringen, einen Leiter *K* an dem isolierenden Handgriffe *H* (Fig. 7) mit dem einen Drahte des Sekundärleiters in Berührung bringt, und die von ihm aufgenommene Ladung sodann am

Elektrometer prüft. Führt man diesen Versuch in der beschriebenen Weise aus, so beobachtet man folgendes: Ist f_2 zunächst ganz zusammengeschraubt, so daß bei f_2 eine metallische Verbindung hergestellt ist, so zeigt K am Elektrometer keine Ladung. Läßt man nun durch Auseinanderschrauben des Mikrometers bei f_2 ganz kleine Fünkchen entstehen, so erweist sich K als — etwa positiv — geladen. Geht man zu größeren Funken über, so kommt man zu einem Punkte, wo K keine oder doch bald eine positive, bald eine negative Ladung erhält. Bei weiterer Vergrößerung der Funkenlänge wird K deutlich negativ, um bei noch weiterer Vergrößerung von f_2 nochmals durch Null hindurch positiv zu werden.

Es ist somit, wie ich glaube, deutlich gezeigt, daß auch im Falle des ungeschlossenen Leiters eine sicher nachweisbare einseitig gerichtete elektromotorische Kraft infolge des variablen Widerstandes vorhanden ist, wenn anders man berechtigt ist, als elektromotorische Kraft eine Erscheinung zu bezeichnen, die die Trennung und Aufstauung der entgegengesetzten Elektrizitäten hervorzurufen vermag[1]).

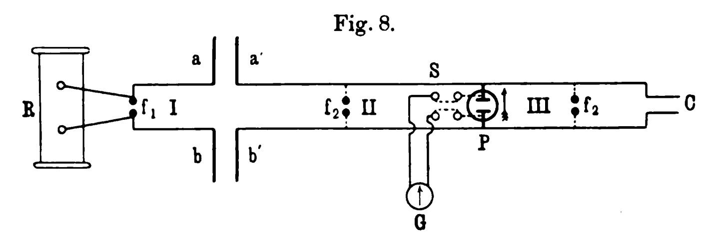
e) Wie die unter 2b) bis d) beschriebenen Versuche zeigen, sind wir zweifellos berechtigt, auch die Angaben der unter 2a) verwendeten Polarisationszelle zum Nachweis der durch den variablen Funkenwiderstand unter dem Einfluß periodischer elektromotorischer Kräfte erzeugten, einseitig gerichteten elektromotorischen Kraft und des entsprechenden Gleichstromes zu benutzen. Da nun gerade die Polarisationszelle in vielen Fällen ein bequemeres und empfindlicheres Mittel bietet, als etwa die direkte galvanometrische Methode (2b), so mögen noch einige mit ihrer Hilfe angestellte Versuche kurz Erwähnung finden.

Der Sekundärleiter wurde (Fig. 8) durch die Polarisationszelle P (ein KOHLRAUSCHsches Leitfähigkeitsgefäß mit platinierten Platinelektroden von 4 cm Durchmesser) in zwei Teile, II und III, geteilt, die durch Regulieren des Plattenkondensators C in Resonanz gebracht wurden. Von den Elektroden der Zelle führten kurze Drähte zu einem Quecksilberkommutator s, mit dessen

[1]) Vgl. hierzu auch die Definition der elektromotorischen Kraft des „Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen". Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 579, 1908.

Hilfe P entweder mit einem PASCHEN schen Galvanoskop G verbunden oder behufs Depolarisation kurz geschlossen werden konnte. Das Funkenmikrometer f_2 konnte entweder an die Drähte des Teiles *II* oder an jene des Teiles *III* in meßbarer Entfernung von P angeschlossen werden. Bei jeder Lage des Mikrometers wurde sodann die Entfernung seiner Kugeln variiert. Wie früher, wurden die Mikrometerkugeln für jede Stellung des Mikrometers zunächst so weit auseinandergeschraubt, daß keine Funken entstehen konnten; dann wurden sie einander genähert und für die verschiedenen Funkenlängen die sogleich zu beschreibenden Beobachtungen gemacht. Der Induktionsapparat wurde jedesmal für 10 Sekunden in Gang gesetzt, während der Kommutator s ganz geöffnet war. Der wie in den früheren Versuchen entstehende Gleichstrom I_0 polarisiert nun die Zelle P, die sich wie ein Akkumulator verhält; verbindet man daher nach Abstellen des

Fig. 8.



Induktoriums die Zelle P durch s mit G, so beobachtet man einen Ausschlag des Galvanoskops; aus seiner Richtung ergibt sich die Richtung des polarisierenden Gleichstromes, seine Stärke gibt einen Maßstab für die innerhalb der 10 Sekunden erzeugte Polarisation und daher auch für die Intensität des Gleichstromes.

Bei den Versuchen war die Stromrichtung im Ruhmkorffapparat so gewählt, daß die Platte a mit dem negativen, b mit dem positiven Pol in Verbindung stand. In der folgenden Tabelle soll nun die Richtung des polarisierenden Stromes I_0 positiv gerechnet werden, wenn er die Zelle P in der Richtung des Pfeiles in Fig. 8 durchfließt. Der durch die erzeugte Polarisation am Galvanoskop hervorgebrachte Ausschlag ist in Skalenteilen angegeben; Ausschläge, die über die Skala hinausgingen, sind durch das Symbol $>$ gekennzeichnet. Es bedeutet also etwa $- >$ einen polarisierenden Strom, der durch P gegen die Pfeilrichtung

geflossen war, und der in 10 Sekunden in der Zelle eine so starke Polarisation erzeugt hatte, daß der Ausschlag des Galvanoskops über die Skala ging. In der Tabelle bedeutet ferner f_2 die Funkenlänge im Mikrometer in Millimeter, d_{II} die Entfernung des im Teile *II* eingeschalteten Mikrometers von P in Centimeter, d_{III} die entsprechende Entfernung, wenn sich das Mikrometer im Teile *III* befand. Schließlich bedeutet ∞, daß die Distanz der Mikrometerkugeln so groß war, daß kein Funke übersprang. Es sei noch bemerkt, daß vor jedem einzelnen Versuch durch Umlegen des Kommutators s die Zelle depolarisiert wurde.

Da es hier nur darauf ankommt, ein Bild von dem allgemeinen Verlauf der Erscheinung zu geben, so sind in der folgenden Tabelle nicht alle beobachteten Punkte wiedergegeben.

d_{II}						d_{III}					
150		100		60		150		100		50	
f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0	f_2	I_0
∞	+ 2	∞	+ 1	∞	± 0	∞	± 0	∞	± 0	∞	± 0
5,4	+ >	4,9	+ 4	2,9	+ 17	0,9	+ 2	0,9	− 20	0,65	+ 2
4,4	+ >	3,9	+ >	2,4	− 40	0,8	+ 9	0,8	− 17	0,5	+ 18
3,9	− >	3,4	− >	0,9	− >	0,7	+ 18	0,7	+ 12	0,45	+ 6
0,3	− >	0,3	− >	0,2	− 38	0,6	+ 8	0,6	+ 35	0,4	− 17
0,1	+ 6	0,2	− 30	0,1	+ 15	0,5	− 22	0,5	+ 11	0,35	− 40
0,05	+ 17	0,1	+ 14	0,05	+ 22	0,4	− >	0,4	− >	0,3	− >
		0,05	+ 16			0,2	− >	0,3	− >	0,15	− >
						0,15	− 30	0,1	− 22	0,1	− 40
						0,1	+ 1	0,05	+ 8	0,05	+ 11
						0,05	+ 11				

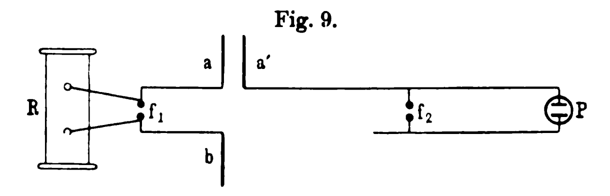
Diese Versuche zeigen mit aller wünschenswerten Deutlichkeit die mehrfache Umkehr der Gleichstromrichtung (für $d_{III} = 100$ cm sogar einen dreimaligen Durchgang durch Null) und lassen ebenso wie die früher beschriebenen Experimente erkennen, daß neben der Funkenlänge f_2 auch die Lage des Mikrometers auf dem Leiter von Einfluß ist.

Dieselben Versuche wurden auch mit wesentlich dem gleichen Erfolg in der Weise angestellt, daß an Stelle von P in der unter

2b) angegebenen Weise eine Drahtbrücke angebracht und der Strom mit einem astatischen Nadelpaar gemessen wurde.

f) Daß nicht nur Funken und Lichtbögen geeignet sind, einen wirksamen veränderlichen Widerstand herzustellen, zeigen die Versuche, die ich mit verschiedenen Entladungsröhren vorgenommen habe, die an Stelle des Mikrometers mit den Drähten des Sekundärleiters verbunden wurden. Bei passendem Grade der Verdünnung zeigt sich auch hier der Gleichstrom, der nach irgend einer der beschriebenen Methoden leicht nachgewiesen werden kann. Besonders kräftige Wirkungen erzielte ich mit zwei Spektralröhren, von denen die eine mit Helium, die andere mit Krypton von nicht bekanntem Drucke gefüllt war. Obwohl die Röhren ganz symmetrischen Bau besaßen, bewirkten sie ebenso wie die ja ebenfalls symmetrische Funkenstrecke das Auftreten des Gleichstromes, dessen Richtung sich bei Verschieben

Fig. 9.



der Röhre längs der Leitung umkehrte, der aber öfter auch bei konstanter Lage der Röhre die Richtung änderte, wenn sich etwa durch längeren Gebrauch der Druck und die Temperatur des Gases und daher die Charakteristik der Röhre geändert hatten.

Diese Ergebnisse weisen darauf hin, daß die Verwendung von Entladungsröhren als Indikatoren bei Versuchen mit Hertzschen Drahtwellen zu erheblichen Störungen des Schwingungsverlaufes führen kann und daß daher beim Gebrauch dieses sonst so bequemen Mittels bei quantitativen Experimenten Vorsicht geraten sein dürfte.

g) Ein Versuch, der die Möglichkeit der Übertragung von Gleichstrom auf dem Wege der drahtlosen Telegraphie nahelegt, wenn auch der zu erwartende Nutzeffekt sehr gering sein dürfte, ist in Fig. 9 skizziert. Wenn man nur einer der Platten des Primärkreises — etwa *a* — eine Platte *a'* gegenüberstellt und daran anschließend den Sekundärdraht in der aus der Figur er-

sichtlichen Weise weiterführt, wobei wieder f_2 das Funkenmikrometer, P etwa eine Polarisationszelle bedeutet, so ergibt sich auch bei dieser Anordnung ein deutlich erkennbarer Gleichstrom im Zweige $f_2 P$, sobald bei f_2 Funken überspringen.

Denkt man sich also etwa eine vertikale Empfangsantenne nach Art des Sekundärdrahtes in Fig. 9 gebogen und eine Funkenstrecke in derselben Weise wie dort eingeschaltet, so muß im oberen Teile der Antenne ein Teil der einstrahlenden Wellenenergie in Gleichstromenergie verwandelt werden, wenn die erzielten Spannungen zur Erzeugung eines Funkens hinreichen [1]).

C. Zusammenhang mit Versuchen anderer Beobachter.

Auf die Versuche von SAHULKA wurde schon oben hingewiesen. Ebenso wie diese waren mir zu Beginn meiner Arbeit die Abhandlungen E. EDLUNDs [2]) sowie E. LECHERs [3]) Polemik gegen EDLUND unbekannt. Durch einen Zufall wurde ich auf die letztgenannte Schrift und dadurch auch auf EDLUNDs Arbeiten aufmerksam. Es sei mir gestattet, mit einigen Worten auf diese Arbeiten einzugehen.

EDLUNDs Versuchsanordnung ist in Fig. 10 wiedergegeben. Hierin bedeuten AB die Saugkämme einer mit Verstärkungsflaschen versehenen Elektrisiermaschine. Von a führt ein Draht über $ciGke$ nach d. Bei fg ist eine Funkenstrecke vorhanden, ebenso bei bd. Der Draht h ist dem Galvanometer G parallel geschaltet. Der Punkt k ist geerdet. EDLUND beobachtete nun, daß das Galvanometer einen bedeutenden Ausschlag zeigte, sobald nicht nur bei bd, sondern auch bei fg Funken übergingen. Wegen der Einzelheiten sei auf die Originalabhandlung verwiesen. Es muß hier nur hervorgehoben werden, daß EDLUND diese und

---

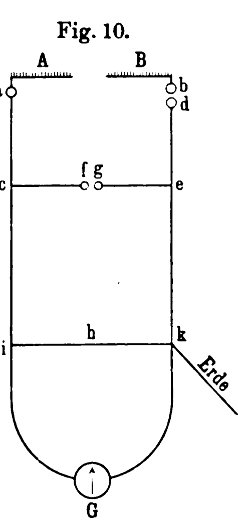
[1]) Gelegentlich einer Unterredung, die ich während des Sommers mit Herrn Dr. KIEBITZ hatte, machte mich dieser darauf aufmerksam, daß die Wirksamkeit des BRAUNschen Bleiglanzdetektors vermutlich einen solchen Fall von Erzeugung eines Gleichstromes durch Wechselspannungen darstelle, wobei der variable Widerstand an der Grenze Bleiglanz - Graphit gelegen wäre. Ich schließe mich dieser Auffassung an, besonders auch mit Rücksicht auf die Arbeit von GEORGE W. PIERCE, Phys. Rev. **28**, 153 ff., 1909.

[2]) E. EDLUND, Pogg. Ann. **134**, 250, 1868; ibid. **139**, 353, 1870.

[3]) E. LECHER, Exners Rep. **23**, 575, 1887; auch Wien. Ber. **95**, 628, 1887 und Wied. Ann. **33**, 609, 1888.

ähnliche Tatsachen durch eine im Funken fg vorhandene elektromotorische Kraft zu erklären versuchte, über deren Ursache er allerdings Hypothesen machte, die nach dem heutigen Stand unserer Kenntnisse als unzutreffend bezeichnet werden müssen. Er war nämlich der Ansicht[1]), „daß durch die mechanische Arbeit, die der Strom verbraucht, um die Polspitzen zu zerreißen, eine elektromotorische Kraft entsteht, welche einen Strom in entgegengesetzter Richtung gegen den Hauptstrom aussendet". Bei der Beurteilung der EDLUND schen Experimente und seiner Erklärungsversuche muß man sich vor Augen halten, daß sie weit in die Periode vor der Entdeckung der HERTZ schen Schwingungen fallen. Man wird aber in der EDLUND schen Versuchsanordnung leicht einen speziellen Fall der in der vorliegenden Arbeit vorgetragenen Theorie erkennen und zu dem Schlusse gelangen, daß EDLUND zwar recht hatte, eine elektromotorische Kraft aus seinen Versuchen zu folgern, aber aus begreiflichen Gründen eine zutreffende Erklärung derselben nicht geben konnte. Denn es handelt sich bei EDLUNDs Versuchen offenbar um eine durch das Zusammenwirken der bei der Entladung der Elektrisiermaschine entstehenden Schwingungen mit dem variablen Widerstand des Funkens fg erzeugte gerichtete elektromotorische Kraft im Sinne der hier vorgetragenen Theorie.

Fig. 10.



E. LECHER kommt hingegen in der oben erwähnten polemischen Arbeit, die im wesentlichen eine Wiederholung der EDLUND schen Versuche darstellt, zu der entgegengesetzten Folgerung, indem er behauptet, die von EDLUND angenommene elektromotorische Kraft sei nicht vorhanden. Wie aus dem Gesagten hervorgeht, kann dieser Anschauung LECHERs nicht beigepflichtet werden.

---

[1]) E. EDLUND, Pogg. Ann. **134**, 251, 1868.

D. Zusammenfassung der Resultate.

Es wurde eine allgemeine Theorie der Erzeugung von Gleichstrom durch eine reine Wechselspannung aufgestellt, die in einem Stromkreis wirkt, in dem der Widerstand periodisch variabel ist, gleichviel ob dabei die Selbstinduktion gleichzeitig periodisch ist oder konstant bleibt.

Die vorgetragene Theorie umfaßt somit alle Fälle der Gleichstromerzeugung durch sogenannte Ventilwirkungen, bei denen ein variabler Widerstand im Stromkreis vorhanden ist, gleichviel ob die Veränderung desselben durch äußere Gewalt oder durch den Strom selbst bewirkt wird. Die Gleichstromdynamomaschine kann als Stromkreis mit variablem Widerstand (Kommutator) aufgefaßt werden.

Die Theorie befindet sich in sehr befriedigender Übereinstimmung teils mit älteren Beobachtungen, teils mit den neuen Versuchen, die in vorliegender Arbeit mitgeteilt wurden. Insbesondere sei betont, daß sie sich ebensowohl bei den gewöhnlichen Wechselströmen niedriger Frequenz, als auch bei Hertzschen Schwingungen als brauchbar erwiesen hat.

Es konnte die theoretische Möglichkeit einer drahtlosen Übertragung von Gleichstrom erschlossen werden. Auch wurde nachgewiesen, daß die Verwendung von Entladungsröhren als Indikatoren bei Versuchen mit Drahtwellen in vielen Fällen eine bedenkliche Fehlerquelle bedeutet.

Endlich möge noch darauf aufmerksam gemacht werden, daß in dem ursprünglich von H. Hertz verwendeten Funkenresonator nach der hier vorgetragenen Theorie und nach Analogie der mitgeteilten Versuche eine Gleichstromkomponente auftreten muß.

Über symmetrische und unsymmetrische elektromagnetische Drahtwellen;

von D. Hondros.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Unter elektromagnetischen Drahtwellen verstehe ich elektromagnetische Störungen, die sich längs eines Drahtes ohne seitliche Ausstrahlung fortpflanzen.

Sämtliche bisherigen theoretischen Untersuchungen, die sich mit Drahtwellen an einem Einzeldraht beschäftigten, ich erwähne die bekannte Arbeit von Sommerfeld[1]), setzten eine allseitige Symmetrie des Feldes um den Draht voraus und haben zu Resultaten geführt, die sich mit der Erfahrung in befriedigender Weise decken, indem sie die Möglichkeit einer Welle ergaben, welche sich mit fast Lichtgeschwindigkeit und sehr kleiner örtlicher Dämpfung fortpflanzt. Die Frage aber bleibt offen: erstens ist diese Welle die einzig mögliche symmetrische Welle; zweitens, wie sind die gewiß vorhandenen unsymmetrischen Wellen beschaffen, und drittens, warum auch bei ausgesprochen unsymmetrischer Erregung der Vorgang durch diese eine bekannte Welle bestimmt wird.

Diese Fragen zu beantworten, habe ich mir auf Anregung von Herrn Prof. Sommerfeld zur Aufgabe gestellt.

Der Gang der Untersuchung ist der bei ähnlichen Problemen übliche. Lösung der Maxwellschen Gleichungen unter Annahme ungedämpfter zeitlicher Periodizität, wellenförmiger Ausbreitung in der Richtung der Drahtachse und harmonischer Abhängigkeit des Feldes vom Azimut in der Form $\binom{\cos}{\sin} n\varphi$. Aus den Grenzbedingungen erhalten wir dann eine ziemlich komplizierte transzendente Gleichung, deren Wurzeln uns Geschwindigkeit und Dämpfung der Welle ergeben.

---

[1]) Sommerfeld, Wied. Ann. **67**, 233, 1899.

*

Das Resultat der Untersuchung war folgendes: Was die Verteilung der Feldkomponenten anbetrifft, haben wir drei Wellentypen zu unterscheiden:

1. Einen symmetrischen Wellentypus, den gewöhnlich untersuchten, bei dem die elektrische Kraft in den Meridianebenen verläuft, die magnetische Parallelkreise um die Drahtachse bildet. Diesen Typus nenne ich den elektrisch-symmetrischen.

2. Einen ebenfalls symmetrischen Typus, bei dem die elektrische Kraft Parallelkreise bildet, die magnetische in den Meridianebenen verläuft. Diesen Typus nenne ich den magnetisch-symmetrischen.

3. Einen allgemeinen unsymmetrischen Typus, bei dem das Feld rings um den Draht in eine ganze Anzahl kongruenter Gebiete geteilt wird, und die elektrischen wie auch die magnetischen Kraftlinien keine ebenen, sondern krumme Kurven bilden.

In bezug auf die Fortpflanzungsverhältnisse haben wir eine weitere Unterscheidung zu treffen.

Im ersten elektrisch-symmetrischen Typus haben wir zunächst die schon bekannte, von SOMMERFELD untersuchte Welle, welche hauptsächlich durch ihre geringe Dämpfung gekennzeichnet wird. Diese nenne ich die Hauptwelle. Neben der Hauptwelle haben wir aber eine ganze Serie von Wellen, die ich als Nebenwellen bezeichne, und die durch sehr große Dämpfung charakterisiert sind. In den übrigen beiden Typen, dem magnetisch-symmetrischen und dem allgemeinen unsymmetrischen, fehlt die Hauptwelle, und wir haben nur die Nebenwellenserie, welche im letzten Typus eine doppelte ist.

Diese Nebenwellen möchte ich jetzt etwas ausführlicher beschreiben.

Die Erklärung der schon erwähnten großen Dämpfung finden wir in einer eigentümlichen Umkehrung des Skineffektes. Bei der Hauptwelle entwickelt sich bekanntlich ein starker Skineffekt im Drahte, der ganze Vorgang spielt sich in einer sehr dünnen Oberflächenschicht des Drahtes ab, daher geringe JOULEsche Wärmeentwickelung und entsprechend kleine Dämpfung. Im Außenraume nimmt die Feldstärke in der Nähe des Drahtes langsam radial ab. Ganz anders bei den Nebenwellen. Der Skineffekt entwickelt sich, und zwar sehr stark, im umgebenden Dielektrikum,

der Draht dagegen wird fast gleichmäßig vom Felde erfüllt, daher große Energievergeudung und große Dämpfung.

Diese Vertauschung der Rollen der beiden Medien tritt auch im Kraftlinienbilde deutlich in die Erscheinung.

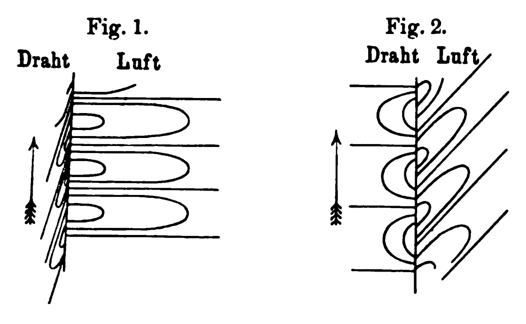
Bei der Hauptwelle haben wir das bekannte Bild der elektrischen Kraftlinien, wie es in Fig. 1 schematisch angedeutet.

Die geradlinigen Kraftlinien verlaufen im Außenraume fast senkrecht zur Drahtoberfläche mit einer geringen Neigung nach vorn, im Innern des Drahtes sind sie entsprechend dem Skineffekte stark nach hinten geneigt. Die Kraftlinien einer Nebenwelle zeigt uns die Fig. 2.

Im Außenraume Neigung nach vorne ungefähr um 45°, im Innern dagegen fast senkrechte Stellung der Kraftlinien.

Zum Schluß möchte ich das Gesagte durch ein numerisches Beispiel illustrieren.

Fig. 1. Fig. 2.



Ich betrachte einen Kupferdraht von 4 mm Durchmesser bei einer Schwingungsdauer von 10^{-9} sec. Dieser Schwingungszeit würde im freien Raum eine Wellenlänge von 30 cm entsprechen. Unter diesen Verhältnissen findet SOMMERFELD für die Hauptwelle eine Geschwindigkeit $v = 3 . 10^{10} (1 - 2{,}7 . 10^{-5})$ cm/sec, also nahezu Lichtgeschwindigkeit. Die Dämpfung ist so gering, daß die Wellenamplitude erst nach Zurücklegung einer Strecke $S = 1{,}6 . 10^5$ cm $= 1{,}6$ km auf $1/e$ reduziert wird. Für irgendeine der ersten Wellen der symmetrischen oder unsymmetrischen Nebenwellenserien finden wir dagegen als Geschwindigkeit $v = 3 . 10^{10} . 4{,}1 . 10^{-6} = 12{,}5$ km/sec, und die Dämpfung ist so groß, daß die Wellenamplitude schon nach Zurücklegung der Strecke $S = 0{,}002$ mm auf $1/e$ reduziert wird.

Unter diesen Umständen dürfen wir wohl kaum hoffen, diese Nebenwellen bei metallischen Leitern beobachten zu können, andererseits aber haben wir die Erklärung dafür, daß auch bei unsymmetrischer Erregung der Wellen nur die eine symmetrische Hauptwelle zur Beobachtung kommt, indem von dem ganzen angeregten Komplex von symmetrischen und unsymmetrischen Haupt- und Nebenwellen alle bis auf die symmetrische Hauptwelle im Keime erstickt werden.

Thermodynamische Betrachtungen über die Beugung der Strahlung;

von M. Laue.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Daß die Wärmestrahlung Entropie besitzt, geht unmittelbar aus dem zweiten Hauptsatz hervor, da anderenfalls bei der Abkühlung eines Körpers durch Ausstrahlung die Entropie abnähme; es ist mir wahrscheinlich, daß dasselbe auch für alle anderen Strahlungsvorgänge gilt, welche durch molekulare Prozesse erregt werden. Damit ist aber gesagt, daß alle optischen Erscheinungen eine Beziehung zur Thermodynamik haben, daß sie die Entropie entweder vergrößern oder konstant lassen.

Den ersten Schritt zur Erforschung dieser Verhältnisse tat Planck[1]), indem er die Umkehrbarkeit der freien Ausbreitung der Strahlung nachwies. In der Tat kann man es durch geeignet geformte Spiegel aus vollkommen reflektierendem Material immer erreichen, daß ein Strahlenbündel ohne dauernde Veränderung einen und denselben Weg beliebig oft hin und zurück läuft. In der thermodynamischen Wertung der Spiegelung und Brechung ging man freilich anfangs in die Irre; aus der Erniedrigung der Temperatur der Strahlung, die dabei auftritt, schloß man auf Unumkehrbarkeit, indem man auf Grund des Additionstheorems der Entropie die Entropie des Endzustandes als die Summe aus den Entropien des reflektierten und gebrochenen Strahles berechnete. Erst als sich zeigen ließ, daß gewisse Interferenzerscheinungen geeignet sind, die Spiegelung und Brechung vollständig rückgängig zu machen[2]), erkannte man, daß der Zusammenhang zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit die Gültigkeit des

---

[1]) M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **1**, 719, 1900.

[2]) M. Laue, Ann. d. Phys. (4) 20, 365, 1906; **23**, 1 u. 795, 1907; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 606, 1907; Phys. ZS. **9**, 778, 1908; M. Planck, Phys. ZS. **10**, 62, 1909.

Additionstheorems auf inkohärente Schwingungsvorgänge einschränkt, daß man aber zwei kohärenten Strahlen, wie es der reflektierte und gebrochene sind, eine wesentlich kleinere Entropie zuzuschreiben hat, als zwei inkohärenten unter sonst gleichen Umständen. So ließ sich feststellen, daß neben der freien Ausbreitung auch die Spiegelung und Brechung umkehrbar ist, daß also bei allen geometrisch-optischen Vorgängen die Entropie konstant bleibt.

Wie stehen nun aber alle anderen optischen Vorgänge, die man dem Sammelbegriff der Beugungserscheinungen unterordnet, zur Thermodynamik? Seit W. Wien vor rund 15 Jahren die Strahlungstheorie neu belebte, gelten sie für irreversibel [1]); aber, soweit Beweise dafür versucht wurden, auf Grund des Additionstheorems der Entropie. Diesen Beweisgrund können wir jetzt nicht mehr anerkennen, weil die Wellenkomplexe, die bei der Beugung eines Strahlenbündels entstehen, in allen ihren Teilen kohärent sind. Vorläufig ist diese Frage also noch nicht überzeugend beantwortet; im folgenden sollen einige Andeutungen gegeben werden, wie sie zu entscheiden ist. Ausführlichere Veröffentlichungen darüber in den Annalen der Physik stehen bevor.

Vorausgeschickt sei, daß bei der Frage nach der Umkehrbarkeit nur die Beugung an vollkommen spiegelnden oder vollständig durchsichtigen Körpern in Betracht zu ziehen ist; denn jede Absorption von Strahlung macht den Vorgang irreversibel, weil der absorbierte Bruchteil der Energie niemals in einer zu der ursprünglichen Schwingung kohärenten Form wieder zu erhalten ist. Auch die Vorgänge der geometrischen Optik sind nur bei fehlender Absorption umkehrbar. Dennoch wollen wir, um unser Resultat für die Gitterbeugung nachher einfacher aussprechen zu können, auch einen Beugungsvorgang mit Absorption dann als reversibel bezeichnen, wenn die Entropiezunahme bei ihm nur ebenso groß ist, wie wenn derselbe Bruchteil der Strahlungsenergie geometrisch-optisch vernichtet würde. Es ist dies dadurch gerechtfertigt, daß in solchen Fällen ein spezifischer Einfluß der Beugung auf die Entropiezunahme fehlt.

---

[1]) W. Wien, Wied. Ann. 52, 132, 1894, bes. S. 142; Encyklop. d. math. Wiss. V, 3, S. 291; M. Planck, Ann. d. Phys. (4) 1, 719, 1900, bes. S. 737; Ann. d. Phys. (4) 6, 818, 1901.

Leider ist es bisher nicht möglich, das Problem in voller Allgemeinheit anzugreifen; immerhin werfen die beiden thermodynamisch leicht zu behandelnden speziellen Fälle schon einiges Licht darauf. Es sind dies die Beugung des Lichtes an durchsichtigen Teilchen, deren Dimensionen gegen die Wellenlänge klein sind, und die Beugung an regelmäßigen Anordnungen vieler, gleicher, beugender Elemente, die wir nach ihrem typischsten Fall kurz als Gitterbeugung bezeichnen wollen.

a) Ich gehe zunächst auf die Beugung an kleinen durchsichtigen Teilchen ein. Rayleigh[1]) hat bekanntlich gezeigt, daß ein kleines Teilchen bei der Bestrahlung mit einer ebenen Welle der Mittelpunkt einer optischen Kugelwelle von dem einfachsten Typus wird, der auch von einem schwingenden Dipol ausgeht. Doch gilt der Beweis nur für den Fall, daß die Differenz der Dielektrizitätskonstanten des Teilchens und seiner Umgebung klein ist. Frei von dieser Beschränkung geht dasselbe Ergebnis aus den Untersuchungen von Mie[2]) und Debye[3]) für dielektrische, kleine Kugeln hervor. Das Charakteristische an dieser Strahlung ist, daß sie allein von Richtung und Größe der elektrischen Feldstärke der einfallenden Welle abhängt, während deren Fortpflanzungsrichtung keine ausgezeichnete Rolle spielt. Von diesem Beugungsvorgang wollen wir zeigen, daß er unumkehrbar ist.

Den Beweis führen wir indirekt. Es soll das Teilchen von einem linear polarisierten, monochromatischen Strahlenbündel getroffen werden, und wir nehmen an, es gäbe ein Verfahren, um aus der gebeugten Strahlung und dem bei der Beugung übrig gebliebenen Strahlenbündel ein dem ursprünglichen vollständig äquivalentes herzustellen. Zur vollständigen thermodynamischen Äquivalenz zweier polarisierter Strahlenbündel von gleicher Schwingungszahl, gleicher spektraler Breite und gleicher Zeitdauer gehört aber nicht nur Gleichheit der spezifischen Intensität und Gleichheit des Produktes aus senkrechtem Querschnitt, Öffnungswinkel und Quadrat des Brechungsindex (welches nach dem Sinussatz bei allen geometrisch-optischen Veränderungen invariant bleibt), sondern auch vollständige Kohärenz; fehlte nämlich die

---

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 12, 81, 1881.

[2]) G. Mie, Ann. d. Phys. 25, 377, 1908; Gleichung 63) u. 74).

[3]) P. Debye, Diss. München 1909; Ann. d. Phys. 30, 1909.

letztere, so könnte man möglicherweise das eine, aber nicht das andere, mit einem dritten (zum ersten kohärenten) Strahlenbündel vereinigen.

Notwendige und hinreichende Bedingung dafür ist, daß sich aus der gebeugten Strahlung allein ein dem einfallenden Strahlenbündel kohärentes und ihm in den geometrischen Bestimmungsstücken äquivalentes, polarisiertes Strahlenbündel machen läßt. Hinreichend ist diese Bedingung, weil man das letztere geometrisch-optisch mit dem bei der Beugung übrig gebliebenen Strahlenbündel vereinigen kann und dabei ein dem einfallenden gleichwertiges erhält, da dieses auch wieder alle vorhandene Energie in sich vereinigt. Daß sie auch notwendig ist, sieht man, wenn man sich den Beugungsvorgang so oft wiederholt denkt, daß von dem einfallenden Strahlenbündel praktisch nichts übrig bleibt, als eine Reihe gebeugter Wellen. Denn nur, wenn man diese einzeln in zum ursprünglichen Strahl kohärente und geometrisch-optisch gleichwertige, polarisierte Strahlenbündel verwandeln kann, kann man sie alle zu einem ihm äquivalenten Strahlenbündel zusammensetzen.

Nun mögen zwei inkohärente, aber sonst ganz gleiche, linear polarisierte Strahlenbündel gleichzeitig gebeugt werden. Ihren Fortpflanzungsrichtungen legen wir keine Beschränkung auf, nur soll die elektrische Feldstärke in ihnen dieselbe Richtung haben. An der gebeugten Strahlung ist dann gegen den ersten Fall nichts geändert, als die Energie, die sich verdoppelt hat. Sie läßt sich also nach dem angenommenen Verfahren in ein den beiden einfallenden geometrisch-optisch gleichwertiges, polarisiertes Strahlenbündel verwandeln, welches aber nun zu keinem der einfallenden Strahlenbündel vollständig, vielmehr zu beiden zur Hälfte kohärent ist. Wir haben dann aus zwei inkohärenten Strahlenbündeln drei partiell kohärente gemacht; aus Formeln, die ich früher einmal abgeleitet habe [1]), geht unmittelbar hervor, daß dieser Endzustand geringere Entropie besitzt als der Anfangszustand. Das als möglich angenommene Verfahren führt also zum Widerspruch mit dem zweiten Hauptsatze.

---

[1]) M. Laue, Ann. d. Phys. 23, 1, 1907.

Man kann aber auch ohne Benutzung der erwähnten Formeln die obige Annahme ad absurdum führen. Wiederholen wir nämlich den zuletzt betrachteten Beugungsvorgang außerordentlich oft unter genau gleichen Umständen, so bleibt von den beiden Strahlenbündeln schließlich nichts übrig, als eine Reihe von gebeugten Wellen, die man auf die angenommene Art alle in Strahlenbündel verwandeln kann, die den einfallenden Strahlenbündeln, also auch untereinander, geometrisch-optisch gleichwertig sind. Zugleich werden diese untereinander vollständig kohärent. Daher kann man aus ihnen ein Strahlenbündel machen, und der ganze Vorgang hat dann allein das Ergebnis, daß zwei inkohärente Strahlenbündel unter Konstanterhaltung der geometrischen Bestimmungsstücke vereinigt sind. Die spezifische Intensität hat sich dabei verdoppelt und ihre Temperatur dementsprechend stark erhöht. Ein solcher Vorgang ist aber thermodynamisch unmöglich. Er ließe sich zur Konstruktion des Perpetuum mobile zweiter Art verwenden, da er unmittelbar gestattete, ohne Kompensation Wärme von einem kälteren auf einen wärmeren Körper zu übertragen.

Wir schließen daraus, daß es kein Verfahren geben kann, welches die Beugung der Strahlung an kleinen, durchsichtigen Teilchen vollständig rückgängig macht, daß diese vielmehr einen irreversiblen Vorgang darstellt.

Für die Beugung an größeren Körpern, deren Dimensionen mit der Wellenlänge vergleichbar oder groß gegen die letztere sind, fehlt bisher der entsprechende Beweis. So verschieden aber auch die Beugungserscheinungen an kleinen und großen Körpern sind, so führt doch ein stetiger Übergang von den einen zu den anderen, und es ist nicht einzusehen, wo da eine Grenze zwischen umkehrbaren und nichtumkehrbaren Prozessen liegen soll. Daher muß die Beugung im allgemeinen unumkehrbar sein, unabhängig von der Größe des beugenden Körpers. Dasselbe gilt ferner von der Zerstreuung des Lichtes durch viele, gleiche, flächenhaft oder räumlich regellos verstreute Teilchen. Denn es überlagern sich hier die untereinander kohärenten Beugungseffekte der einzelnen Teilchen wegen der großen, regellosen Differenzen im Phasenunterschied zwischen je zwei von ihnen, ohne daß die Interferenzen den Charakter der Erscheinung wesentlich ändern. (Erst wenn diese

so eng gelagert sind, daß die Beugung der gebeugten Strahlung an den anderen Teilchen eine erhebliche Rolle spielt, treten Abweichungen auf.) Daher ist diffuse Reflexion und Zerstreuung in trüben Medien unumkehrbar; die letztere auch dann, wenn es nicht eingelagerte, fremde Teilchen, sondern die Molekeln des Mediums selbst sind, die zerstreuen[1]). Denn wie schon oben erwähnt, besteht kein qualitativer Unterschied zwischen der Beugung an einem kleinen Teilchen und der Zerstreuung durch einen Dipol.

b) In schroffem Gegensatz zu den soeben betrachteten unregelmäßigen Verteilungen gleicher beugender Elemente stehen jene einfach gesetzmäßigen Anordnungen, deren wichtigster Repräsentant das Beugungsgitter ist. Hier überwiegen die Interferenzen wegen der konstanten Phasendifferenz zwischen den Beugungswellen benachbarter Gitterelemente so, daß die Erscheinung im wesentlichen durch sie und nur nebensächlich durch die geometrischen und physikalischen Eigenheiten der Gitterelemente bedingt wird. Und dieser Umstand ist für die Thermodynamik entscheidend.

Wir benutzen im folgenden ein Koordinatensystem, dessen Z-Achse in die Normale der Gitterebene und dessen Y-Achse in die Richtung der Gitterstriche fällt. Die Richtung eines Strahles charakterisieren wir durch die Angabe von zwei seiner drei Richtungskosinus α, β, γ, die wir auf dies Koordinatensystem beziehen; α_0, β_0, γ_0 sollen die Richtung der einfallenden ebenen Welle angeben. Die gebräuchliche, auf FRESNELs Ideen zurückgehende, von KIRCHHOFF mathematisch eingekleidete Beugungstheorie liefert für die Intensität der Lichtschwingung in einem Punkte P, dessen Abstand vom Gitter gegen dessen Dimensionen groß ist und von ihm aus in der Richtung α, β liegt, den Ausdruck:

$$\Psi(\alpha,\beta)\ \frac{\sin^2\left[2\,M\pi\frac{a}{\lambda}(\alpha-\alpha_0)\right]}{M\sin^2\left[\pi\frac{a}{\lambda}(\alpha-\alpha_0)\right]}\ \frac{\sin^2\left[2\pi\frac{b}{\lambda}(\beta-\beta_0)\right]}{\left[2\pi\frac{b}{\lambda}(\beta-\beta_0)\right]^2} \qquad 1)$$

---

[1]) Trotz der beträchtlichen Einwirkung der Molekeln aufeinander ist die Zerstreuung im Mittel davon unabhängig. Vgl. M. PLANCK, Berl. Sitzungsber. 1902, S. 470; 1903, S. 480; 1904, S. 740; 1905, S. 382. R. GANS und H. HAPPEL, Ann. d. Phys. (4) 29, 277, 1909, besonders § 3.

Die Funktion $\Psi(\alpha, \beta)$ gibt dabei bis auf einen Proportionalitätsfaktor die Intensität an, die in P herrschte, wenn die Beugung nur an einem Gitterelement stattfände. ($2M$ soll die Zahl der Gitterstäbe, $2b$ ihre Länge, a die Gitterkonstante, λ die Wellenlänge sein.) Nun kann die genannte Theorie nicht als streng anerkannt werden; aber der zweite Faktor in 1) läßt sich leicht durch eine ganz einfache und dabei strenge Betrachtung rechtfertigen. Er drückt nichts anderes aus, als daß $2M$ gleiche Schwingungen mit konstanter Phasendifferenz interferieren, während der dritte Faktor aussagt, daß alle Teile eines Gitterstriches gleichwertig sind. Man schließt aus ihrem Auftreten, da $2M$ und b/λ stets große Zahlen sind, daß nur in der Nähe der Richtungen

$$\begin{aligned} \alpha_h &= \alpha_0 + h\frac{\lambda}{a} \\ \beta_h &= \beta_0 \end{aligned} \tag{2}$$

Wellen von merklicher Intensität vom Gitter ausgehen. h durchläuft die Reihe aller positiven und negativen ganzen Zahlen, die mit der Bedingung

$$\alpha_h^2 + \beta_h^2 < 1$$

verträglich sind. Für den Grenzfall $M = \infty$ und $b = \infty$ kann man streng beweisen, daß außerhalb der genannten Richtungen überhaupt keine Strahlung stattfindet. Weit schwieriger wäre die strenge Ermittelung der Funktion Ψ, welche die Intensitäten der Spektren verschiedener Ordnung bedingt. Alle die oft wunderlichen Eigenheiten der Gitterspektren, die durch die Form der Gitterstriche bedingt sind, müssen in ihr eine Erklärung finden. Für die Thermodynamik ist sie aber ganz bedeutungslos.

Wir erwähnten schon unter a, daß für die Thermodynamik von den geometrischen Bestimmungsstücken eines Strahlenbündels nur das Produkt aus dem Öffnungswinkel ω, dem senkrechten Querschnitt und dem Quadrat des Brechungsindex n eine Rolle spielt. Nennen wir die Gitterfläche f und ist ϑ der Winkel zwischen dem Strahl und der Z-Achse, so ist dies Produkt gleich

$$n^2 f \cos\vartheta\,\omega.$$

Wir bestimmen für den Augenblick die Strahlenrichtung außer durch ϑ noch durch den Winkel φ zwischen der XZ-Ebene und

der Ebene durch Strahl und Z-Achse. Der Öffnungswinkel eines Strahlenbündels ist dann

$$\omega = \iint \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi,$$

wenn man die Integration über alle in ihm auftretenden Strahlenrichtungen ausführt. Die Richtungskosinus α, β, γ bestimmen sich aus ϑ und φ durch die Gleichungen:

$$\alpha = \sin \vartheta \cos \varphi.$$
$$\beta = \sin \vartheta \sin \varphi.$$
$$\gamma = \cos \vartheta.$$

Es ist die Funktionaldeterminante

$$\frac{\partial(\alpha, \beta)}{\partial(\vartheta, \varphi)} = \cos \vartheta \sin \vartheta,$$

so daß für kleine Öffnungswinkel

$$\omega \cos \vartheta = \iint d\alpha \, d\beta$$

wird.

Nun folgt aber aus 2), daß die Integrale $\iint d\alpha \, d\beta$ für alle durch Beugung entstehenden Strahlenbündel denselben Wert haben wie für das einfallende, ferner gehen sie offenbar von derselben Fläche (der Gitterfläche f nämlich) aus, die das einfallende Strahlenbündel beleuchtet, und liegen alle in demselben Mittel. Daher hat für sie das Produkt

$$n^2 f \cos \vartheta \, \omega$$

denselben Wert wie für das einfallende Strahlenbündel. Trotzdem die Gitterbeugung nicht zur geometrischen Optik gezählt werden kann (der Satz vom ausgezeichneten Lichtweg trifft nämlich nicht für sie zu), gilt doch bei ihr der Sinussatz. Endlich sind auch alle gebeugten Strahlenbündel unter sich und zum einfallenden kohärent, lassen sich also zu einem dem einfallenden äquivalenten auf geometrisch-optischen Wege vereinigen. Daher ist die Gitterbeugung ein umkehrbarer Vorgang in dem Sinne, daß bei fehlender Absorption keine Entropiezunahme eintritt, anderenfalls aber diese nur ebenso groß ist, als wenn dieselbe Absorption bei einem Vorgange aus der geometrischen Optik einträte.

Freilich gilt dies Ergebnis nur für Gitter von unendlich großer Ausdehnung. Es ist aber leicht, den Einfluß der Grenzen abzuschätzen. Man kommt da nämlich zu dem Satz, daß die Beugung am Gitter thermodynamisch der Beugung an einer Öffnung von der Form und Größe der Gitterfläche äquivalent ist. Läßt man diese Fläche größer und größer werden, so verschwindet der Beugungseffekt und man nähert sich immer mehr geometrisch-optischen, d. h. umkehrbaren Vorgängen. Ganz Entsprechendes gilt für die Beugung an vielen gleichen, auf einer ebenen Fläche schachbrettartig angeordneten Teilchen; auch sie ist thermodynamisch der Beugung an der ganzen Fläche gleichwertig, daher umkehrbar, wenn wir diese über alle Grenzen wachsen lassen.

Aus diesen Betrachtungen schließen wir: Die Beugung ist im allgemeinen unumkehrbar; verteilt man viele gleiche beugende Teilchen regellos, so ist der Beugungseffekt qualitativ der gleiche wie bei einem einzelnen, nur viel stärker, die Entropiezunahme also jedenfalls erheblich größer. Ordnet man dagegen viele, gleiche, beugende Elemente nach einfachen Regeln gesetzmäßig an, so kann man durch Vergrößerung ihrer Zahl die Entropiezunahme durch Beugung unter jedes Maß hinunterdrücken. Es paßt dies vortrefflich zu der Auffassung des Entropieprinzips als eines auf Ungeordnetheit beruhenden Wahrscheinlichkeitssatzes.

Die Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in bewegten Körpern und das Energieprinzip;

von Arthur Szarvassi.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Das Prinzip der Erhaltung der Energie hat, wie bekannt, durch die MAXWELLsche Theorie des Elektromagnetismus eine Fortbildung erfahren. Aus der älteren Form — wie sie heute noch in der Thermodynamik üblich ist —, die meist auf quasistatische Zustände angewendet wurde, hat sich eine skalare partielle Differentialgleichung herausgebildet, die für jeden Raum- und Zeitpunkt erfüllt sein muß. Diese Form, die auch unter dem Namen des „Prinzips der Lokalisation der Energie“ bekannt ist, hat den für die Optik so wichtigen Begriff des Energieflusses entstehen lassen. Für ein ruhendes System, in welchem weder Wärmeproduktion noch Arbeitsleistungen stattfinden, hat die Gleichung bekanntlich die Form der Kontinuitätsgleichung der Hydrodynamik. Ihre wahre Bedeutung erhält sie aber erst für Erscheinungen in bewegten Körpern, da erst in diesem Falle der Arbeitsbegriff eine Stelle in ihr findet.

Zur Aufstellung dieser Gleichung gelangt man in der Weise, daß man irgend einen Teil des bewegten Systems bei seiner Bewegung verfolgt und die Energiebeziehung formuliert, vermöge deren die Vermehrung des gesamten Energieinhalts des betrachteten Raumteils kompensiert werden muß durch einen Arbeitsaufwand von außen und durch Verschwinden von Wärme oder einer äquivalenten Energieform in der Umgebung des Raumes. Es bedeute ψ die Dichte der potentiellen Energie der betreffenden Erscheinungs-

gruppe, $\mathfrak{s}$ ihren Energiefluß, q die pro Zeit- und Volumeinheit produzierte Wärme, im Arbeitsmaße gemessen, $\mathfrak{w}$ die Geschwindigkeitsverteilung; es mögen ferner durch die physikalischen Bedingungen des Systems Kräfte und Spannungen bestimmt werden, so daß die Spannungsdyade die neun Komponenten habe:

$$\begin{matrix} X_x, & X_y, & X_z, \\ Y_x, & Y_y, & Y_z, \\ Z_x, & Z_y, & Z_z, \end{matrix}$$

dann lautet die Differentialgleichung des Energieprinzips, deren Form nicht allgemein bekannt zu sein scheint, folgendermaßen:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathfrak{s} + \psi \mathfrak{w}) - \left(\frac{\partial \mathfrak{w}_x}{\partial x} X_x + \frac{\partial \mathfrak{w}_y}{\partial x} Y_x + \cdots + \frac{\partial \mathfrak{w}_z}{\partial z} Z_z\right) + q = 0. \qquad \text{E)}$$

Eine interessante und wichtige Eigenschaft dieser Gleichung ist die, daß sie nur die Spannungen, nicht aber die Volumkräfte enthält, daß diese also für die Energiebeziehung vollständig gleichgültig sind. Der vorkommende Arbeitsausdruck hat z. B. für das Gebiet der elastischen Erscheinungen die Bedeutung der Deformationsarbeit.

Welche Rolle spielt nun diese Gleichung in der Theorie des elektromagnetischen Feldes? Die in ihr vorkommenden Größen ψ, $\mathfrak{s}$, q und die Spannungen sind Funktionen der Feldvektoren, also z. B. der elektrischen und magnetischen Feldstärke. Denken wir sie in dieser Weise ausgedrückt und in die Energiegleichung E) eingesetzt. Da die elektromagnetischen Vektoren durch die Feldgleichungen der Theorie bei gegebenen Randwerten vollständig bestimmt sind, darf die Gleichung E) keine neue Beziehung für dieselben darstellen, sondern muß durch sie identisch erfüllt sein, sobald sie aus den Feldgleichungen bestimmt worden sind. Die Gleichung E) muß also als Konsequenz aus den Feldgleichungen folgen. Daß man sie tatsächlich als ein Eliminationsresultat aus diesen erhalten kann, wußte man seit langem, man bedachte aber nicht, daß die resultierende Gleichung gerade die Form E) haben müsse, und daß dieser Zwang eine Bedingung für die Form der Feldgleichungen bedeute.

Gehen wir aus von einem System von Feldgleichungen der folgenden Form:

$$\left.\begin{aligned} c \operatorname{rot} \mathfrak{H} &= \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon . \mathfrak{E}) + \mathfrak{i} + \mathfrak{F}(\mathfrak{w}) \\ -c \operatorname{rot} \mathfrak{E} &= \frac{\partial}{\partial t}(\mu . \mathfrak{H}) + \mathfrak{G}(\mathfrak{w}) \end{aligned}\right\} \quad \text{F)}$$

Die Vektoren $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ sind Funktionen der Feldvektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$, der elektrischen und magnetischen Konstanten ε und μ, die im allgemeinen nicht Skalare sind, sondern infolge der schon anfangs vorhandenen oder durch Deformation entstehenden Anisotropie durch je sechs Bestimmungsstücke gegeben, also symmetrische Dyaden — in der GIBBSschen Bezeichnungsweise — sind, endlich der Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$, aber auch der räumlichen und zeitlichen Ableitungen erster Ordnung dieser Größen, und zwar derart, daß $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ mit $\mathfrak{w}$ zugleich verschwinden. Man bilde nun aus dem System F) in allgemeinster Weise eine skalare Differentialgleichung erster Ordnung, die in bezug auf $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ vom zweiten Grade ist, indem man die erste Gleichung mit einem Vektor $\mathfrak{a}$, die zweite mit einem Vektor $\mathfrak{b}$ multipliziert und die resultierenden Gleichungen addiert; die Vektoren $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ seien beliebige lineare Vektorfunktionen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, die auch die Geschwindigkeit enthalten können. Ob die so erhaltene skalare Gleichung die Energiegleichung der Theorie darstellt, kann erst nach Festlegung des Gesetzes der Wärmeproduktion erkannt werden. Wir wollen beispielsweise bestimmen, daß

$$q = \mathfrak{E} . \mathfrak{i},$$

wodurch zugleich eine Entscheidung über die physikalische Bedeutung des Vektors $\mathfrak{E}$ getroffen wird.

Es zeigt sich nun, daß die Vorschrift, die erhaltene skalare Gleichung müsse mit E) identisch sein, die beiden Vektorfunktionen $\mathfrak{a}$ und $\mathfrak{b}$ eindeutig bestimmt, daß ferner gewisse Bedingungen für die Form der Feldgleichungen F) folgen, endlich daß, falls diese Bedingungen erfüllt sind, die Werte der Energiedichte, des Energieflusses — natürlich bis auf einen divergenzfreien Vektor — und der Spannungen im elektromagnetischen Felde sich eindeutig berechnen lassen.

Folgenden Spezialfall wollen wir hervorheben. Gesetzt, es haben die Feldgleichungen die spezielle Form:

$$\left.\begin{aligned} c \operatorname{rot} \mathfrak{H} &= \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t} + \mathfrak{i} + \mathfrak{F}(\mathfrak{w}) \\ -c \operatorname{rot} \mathfrak{E} &= \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} + \mathfrak{G}(\mathfrak{w}) \end{aligned}\right\} \tag{F'}$$

d. h. die rechten Seiten der Gleichungen lassen sich durch die beiden Vektoren $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ darstellen, wobei die Funktionen $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{G}$ keine zeitlichen Ableitungen dieser Vektoren mehr enthalten. Für $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{B}$ mögen die Definitionsgleichungen bestehen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{D} &= \varepsilon . \mathfrak{E} + \mathfrak{f}(\mathfrak{E}, \mathfrak{H}, \mathfrak{w}) \\ \mathfrak{B} &= \mu . \mathfrak{H} + \mathfrak{g}(\mathfrak{E}, \mathfrak{H}, \mathfrak{w}) \end{aligned}\right\}; \tag{D)}$$

$\mathfrak{f}$ und $\mathfrak{g}$ sind lineare Vektorfunktionen von $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$, die mit $\mathfrak{w}$ zugleich verschwinden. Es zeigt sich für diesen Fall, daß die Energiegleichung E) nur erfüllbar ist, wenn

$$\mathfrak{f} = \mathfrak{g} = 0,$$

nnd daß die Energiedichte jedenfalls den Wert hat:

$$\psi = {}^1/_2 (\mathfrak{E} . \varepsilon . \mathfrak{E} + \mathfrak{H} . \mu . \mathfrak{H}).$$

Der Gattung F') von Feldgleichungen gehören nun die Gleichungssysteme von Lorentz, Cohn und Minkowski an. Da in diesen Theorien aber die Funktionen $\mathfrak{f}$ und $\mathfrak{g}$ keineswegs als Null angenommen sind, müssen jene das Prinzip der Erhaltung der Energie verletzen.

Ich habe getrachtet, diese Konsequenz an einer speziellen Erscheinung nachzuweisen. Daß diese Verletzung des Energieprinzips nicht an der Oberfläche liegen konnte, war klar; die Forscher hätten dieselbe sonst längst bemerkt. Eine nähere Untersuchung zeigte, daß sie nur bei Bewegungen mit ungleichförmiger Geschwindigkeit hervortreten konnte. Es gelang mir, den genannten Mangel an folgendem Fall aufzudecken:

In einem innen und außen vollkommen spiegelnden Hohlzylinder bewege sich reibungsfrei ein ebensolcher Kolben; seine nach innen gekehrte Fläche sei mit einer Platte eines vollkommen durchsichtigen, unmagnetisierbaren Dielektrikums belegt. Vom Boden des evakuierten Zylinders her falle ein Zug ebener, linear polarisierter, homogener Lichtwellen auf den Kolben, und werde — zum Teil nach vielfachen Reflexionen innerhalb der Platte — wieder zurückreflektiert. Die Differenz zwischen der auf den

*

Kolben fallenden und zurückreflektierten Energie muß wiedergefunden werden als Vermehrung des elektromagnetischen Energieinhaltes des Zylinders und als Arbeitsleistung des Druckes, den das Licht auf den bewegten Kolben ausübt. Zugrunde gelegt wurde die LORENTZsche Theorie. Die Feldgleichungen derselben wurden integriert für den allgemeinen Fall nichtstationärer Geschwindigkeit, und die gefundenen Werte der Feldstärken in die von der Theorie geforderten Ausdrücke für den Energiefluß, die Energiedichte und die auf den Kolben wirkenden Spannungen und Kräfte des Lichtes eingesetzt. Es zeigte sich dann, daß die Differenz zwischen der dem Spiegel zufließenden Energie einerseits und der Summe aus zurückkehrendem Energiestrom, Vermehrung des elektromagnetischen Energieinhaltes des betrachteten Raumes und der Arbeit aller auf den Spiegel wirkenden Kräfte andererseits im allgemeinen nicht Null war, sondern gleich dem Ausdruck:

$$\frac{v_0 w'}{c^2} \int_{z_0}^{z_1} (G^2 - F^2)\, dz.$$

Hier bedeuten $w' = \frac{dw}{dt}$ die Beschleunigung der Platte, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, v_0 jene in der dielektrischen Platte, falls dieselbe ruhte, F und G die Wellenfunktionen des im Dielektrikum gegen den Spiegel wandernden bzw. reflektierten Lichtes, endlich z_0 und z_1 die Koordinaten der inneren und äußeren Grenzfläche der Platte, bezogen auf ein ruhendes Koordinatensystem, dessen positive Z-Achse vom Boden des Zylinders gegen den Spiegel gerichtet ist. Dieser Ausdruck ist sicher nicht Null, denn das Licht kehrt im allgemeinen nach der Reflexion am bewegten Spiegel mit geänderter Amplitude zurück. Ist z. B. w positiv, d. h. bewegt sich der Spiegel im Sinne der Lichtfortpflanzung, so kehrt das Licht geschwächt zurück und es ist $G^2 < F^2$; ist also auch w' positiv, so ist der genannte Ausdruck wesentlich negativ; es findet demnach ein unkompensierter Energiegewinn statt.

Man könnte, anknüpfend an neuere Untersuchungen der Herren PLANCK, HASENÖHRL usw., meinen, daß der hier gewählte spezielle Mechanismus die Verletzung des Energieprinzips durch

die LORENTZsche Theorie deshalb nicht erweise, weil für einen bewegten Körper, in dessen Innern eine elektromagnetische Strahlung herrscht, nicht die gewöhnliche Energiebeziehung gelte. Es ist aber klar, daß dieser Einwand nicht stichhaltig wäre: denn die betreffenden Untersuchungen gründen sich auf die Theorie der Hohlraumstrahlung, diese aber ist fundiert auf einer bestimmten Theorie des Elektromagnetismus, nämlich gerade auf jener, deren Unzulänglichkeit in energetischer Hinsicht hier nachgewiesen worden ist.

Über die Entwickelung unserer Anschauungen über das Wesen und die Konstitution der Strahlung;

von A. Einstein.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

Als man erkannt hatte, daß das Licht die Erscheinungen der Interferenz und Beugung zeige, da erschien es kaum mehr bezweifelbar, daß das Licht als eine Wellenbewegung aufzufassen sei. Da das Licht sich auch durch das Vakuum fortzupflanzen vermag, so mußte man sich vorstellen, daß auch in diesem eine Art besonderer Materie vorhanden sei, welche die Fortpflanzung der Lichtwellen vermittelt. Für die Auffassung der Gesetze der Ausbreitung des Lichtes in ponderabeln Körpern war es nötig, anzunehmen, daß jene Materie, welche man Lichtäther nannte, auch in diesen vorhanden sei, und daß es auch im Innern der ponderabeln Körper im wesentlichen der Lichtäther sei, welcher die Ausbreitung des Lichtes vermittelt. Die Existenz jenes Lichtäthers schien unbezweifelbar. In dem 1902 erschienenen ersten Bande des vortrefflichen Lehrbuches der Physik von Chwolson findet sich in der Einleitung über den Äther der Satz: „Die Wahrscheinlichkeit der Hypothese von der Existenz dieses einen Agens grenzt außerordentlich nahe an Gewißheit."

Heute aber müssen wir wohl die Ätherhypothese als einen überwundenen Standpunkt ansehen. Es ist sogar unleugbar, daß es eine ausgedehnte Gruppe von die Strahlung betreffenden Tatsachen gibt, welche zeigen, daß dem Lichte gewisse fundamentale Eigenschaften zukommen, die sich weit eher vom Standpunkte der Newtonschen Emissionstheorie des Lichtes als vom Standpunkte der Undulationstheorie begreifen lassen. Deshalb ist es meine Meinung, daß die nächste Phase der Entwickelung der

theoretischen Physik uns eine Theorie des Lichtes bringen wird, welche sich als eine Art Verschmelzung von Undulations- und Emissionstheorie des Lichtes auffassen läßt. Diese Meinung zu begründen, und zu zeigen, daß eine tiefgehende Änderung unserer Anschauungen vom Wesen und von der Konstitution des Lichtes unerläßlich ist, das ist der Zweck der folgenden Ausführungen.

Der größte Fortschritt, welchen die theoretische Optik seit der Einführung der Undulationstheorie gemacht hat, besteht wohl in Maxwells genialer Entdeckung von der Möglichkeit, das Licht als einen elektromagnetischen Vorgang aufzufassen. Diese Theorie führt statt der mechanischen Größen, nämlich Deformation und Geschwindigkeit der Teile des Äthers, die elektromagnetischen Zustände des Äthers und der Materie in die Betrachtung ein und reduziert dadurch die optischen Probleme auf elektromagnetische. Je mehr sich die elektromagnetische Theorie entwickelte, desto mehr trat die Frage, ob sich die elektromagnetischen Vorgänge auf mechanische zurückführen lassen, in den Hintergrund; man gewöhnte sich daran, die Begriffe elektrische und magnetische Feldstärke, elektrische Raumdichte usw. als elementare Begriffe zu behandeln, die einer mechanischen Interpretation nicht bedürfen.

Durch die Einführung der elektromagnetischen Theorie wurden die Grundlagen der theoretischen Optik vereinfacht, die Anzahl der willkürlichen Hypothesen vermindert. Die alte Frage nach der Schwingungsrichtung des polarisierten Lichtes wurde gegenstandslos. Die Schwierigkeiten, betreffend die Grenzbedingungen an der Grenze zweier Media ergaben sich aus dem Fundament der Theorie. Es bedurfte keiner willkürlichen Hypothese mehr, um longitudinale Lichtwellen anzuschließen. Der erst in neuerer Zeit experimentell konstatierte Lichtdruck, welcher in der Theorie der Strahlung eine so wichtige Rolle spielt, ergab sich als Konsequenz der Theorie. Ich will gar keine erschöpfende Aufzählung der wohlbekannten Errungenschaften hier versuchen, sondern einen Hauptpunkt ins Auge fassen, in bezug auf welchen die elektromagnetische Theorie mit der kinetischen Theorie übereinstimmt oder, besser gesagt, übereinzustimmen scheint.

Nach beiden Theorien erscheinen nämlich die Lichtwellen im wesentlichen als ein Inbegriff von Zuständen eines auch bei Ab-

wesenheit von Strahlung allenthalben vorhandenen hypothetischen Mediums, des Äthers. Es war daher anzunehmen, daß Bewegungen dieses Mediums auf die optischen und elektromagnetischen Erscheinungen von Einfluß sein müssen. Das Suchen nach den Gesetzen, welchen dieser Einfluß unterliege, veranlaßte eine Wandlung in den die Natur der Strahlung betreffenden Grundanschauungen, deren Verlauf wir kurz betrachten wollen.

Die Grundfrage, die sich da aufdrängte, war folgende: Macht der Lichtäther die Bewegungen der Materie mit, oder ist er im Innern bewegter Materie anders bewegt als diese, oder endlich nimmt er vielleicht an den Bewegungen der Materie überhaupt gar nicht Anteil, sondern bleibt stets in Ruhe. Um diese Frage zu entscheiden, stellte FIZEAU einen wichtigen Interferenzversuch an, der auf folgender Überlegung beruht. Es breite sich das Licht in einem Körper mit der Geschwindigkeit V aus, falls dieser ruht. Falls dieser Körper, wenn er bewegt ist, seinen Äther vollkommen mitnimmt, so wird sich in diesem Falle das Licht relativ zum Körper ebenso ausbreiten, wie wenn der Körper ruhte. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit relativ zum Körper wird also auch in diesem Falle V sein. Absolut genommen, d. h. relativ zu einem nicht mit dem Körper bewegten Beobachter, wird aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Lichtstrahles gleich sein der geometrischen Summe aus V und der Bewegungsgeschwindigkeit v des Körpers. Falls Fortpflanzungs- und Bewegungsgeschwindigkeit gleichgerichtet und gleichsinnig sind, ist V_{abs} einfach gleich der Summe der beiden Geschwindigkeiten, d. h.

$$V_{abs} = V + v.$$

Um zu prüfen, ob diese Konsequenz aus der Hypothese des vollkommen mitbewegten Lichtäthers zutreffe, ließ FIZEAU zwei kohärente monochromatische Lichtbündel je eine mit Wasser gefüllte Röhre axial passieren und nachher zur Interferenz gelangen. Ließ er nun gleichzeitig das Wasser in den Röhren sich axial durch diese hindurchbewegen, und zwar durch die eine im Sinne des Lichtes, durch die andere im entgegengesetzten Sinne, so ergab sich eine Verschiebung der Interferenzfransen, aus denen er einen Rückschluß ziehen konnte auf den Einfluß der Körpergeschwindigkeit auf die Absolutgeschwindigkeit.

Es ergab sich bekanntlich, daß ein Einfluß der Körpergeschwindigkeit in dem zu erwartenden Sinne vorhanden ist, daß er aber stets kleiner ist, als der Hypothese von der vollständigen Mitführung entspricht. Es ist

$$V_{abs} = V + \alpha v,$$

wobei α stets kleiner als 1 ist. Unter Vernachlässigung der Dispersion ist

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}.$$

Aus diesem Experiment folgte, daß eine vollständige Mitführung des Äthers durch die Materie nicht stattfinde, daß also eine Relativbewegung des Äthers gegen die Materie im allgemeinen vorhanden sei. Nun ist aber die Erde ein Körper, der in bezug auf das Sonnensystem im Laufe des Jahres Geschwindigkeiten verschiedener Richtung hat, und es war anzunehmen, daß der Äther in unseren Laboratorien ebensowenig diese Bewegung der Erde vollkommen mitmache, wie er beim FIZEAUschen Versuch die Bewegung des Wassers vollkommen mitzumachen schien. Es war also zu folgern, daß eine mit der Tages- und Jahreszeit wechselnde Relativbewegung des Äthers gegen unsere Apparate existiere, und man mußte erwarten, daß diese Relativgeschwindigkeit bei optischen Versuchen eine scheinbare Anisotropie des Raumes herbeiführe, d. h. daß die optischen Erscheinungen von der Orientierung der Apparate abhängig seien. Die verschiedensten Experimente zur Konstatierung einer solchen Anisotropie wurden ausgeführt, ohne daß man die erwartete Abhängigkeit der Erscheinungen von der Orientierung der Apparate hätte konstatieren können.

Dieser Widerspruch wurde zum größten Teil beseitigt durch die bahnbrechende Arbeit von H. A. LORENTZ vom Jahre 1895. LORENTZ zeigte, daß man unter Zugrundelegung eines ruhenden, an den Bewegungen der Materie nicht teilnehmenden Äthers ohne Aufstellung sonstiger Hypothesen zu einer Theorie gelangt, welche fast allen Erscheinungen gerecht wird. Insbesondere erklärten sich die Ergebnisse des oben angedeuteten Versuches von FIZEAU sowie das negative Ergebnis der erwähnten Versuche, die Bewegung der Erde gegen den Äther zu konstatieren. Nur mit einem einzigen Experiment schien die LORENTZsche Theorie nicht ver-

einbar zu sein, nämlich mit dem Interferenzversuch von MICHELSON und MORLEY.

LORENTZ hatte gezeigt, daß nach seiner Theorie, abgesehen von Gliedern, welche den Quotienten $\frac{\text{Körpergeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$ in der zweiten oder einer höheren Potenz als Faktor enthielten, ein Einfluß einer gemeinsamen Translationsbewegung der Apparate auf den Strahlengang bei optischen Versuchen nicht vorhanden sei. Es war aber damals schon der Interferenzversuch von MICHELSON und MORLEY bekannt, welcher dartat, daß in einem speziellen Falle auch Glieder zweiter Ordnung in bezug auf den Quotienten $\frac{\text{Körpergeschwindigkeit}}{\text{Lichtgeschwindigkeit}}$ sich nicht bemerkbar machten, trotzdem dies vom Standpunkte der Theorie des ruhenden Lichtäthers aus zu erwarten war. Damit dieser Versuch von der Theorie mit umfaßt werde, wurde von LORENTZ und FR. GERALD bekanntlich die Annahme eingeführt, daß alle Körper, also auch diejenigen, welche die Bestandteile der Versuchsanordnung von MICHELSON und MORLEY miteinander verbanden, in bestimmter Weise ihre Gestalt ändern, falls sie relativ zum Äther bewegt werden.

Diese Sachlage war nun eine höchst unbefriedigende. Die einzige Theorie, welche brauchbar und in ihren Grundlagen durchsichtig war, war die LORENTZsche Theorie. Diese ruhte auf der Voraussetzung eines absolut unbeweglichen Äthers. Die Erde mußte relativ zu diesem Äther als bewegt angesehen werden. Alle Versuche aber, jene Relativbewegung nachzuweisen, verliefen resultatlos, so daß man zur Aufstellung einer ganz eigentümlichen Hypothese gezwungen wurde, um begreifen zu können, daß jene Relativbewegung sich nicht bemerkbar mache.

Der MICHELSONsche Versuch legte die Voraussetzung nahe, daß alle Erscheinungen relativ zu einem mit der Erde bewegten Koordinatensystem, allgemeiner überhaupt relativ zu jedem beschleunigungsfrei bewegten System, nach genau den gleichen Gesetzen verlaufen. Diese Voraussetzung wollen wir im folgenden kurz „Relativitätsprinzip" nennen. Bevor wir die Frage berühren, ob es möglich sei, an dem Relativitätsprinzip festzuhalten, wollen wir kurz überlegen, was bei Festhaltung dieses Prinzips aus der Ätherhypothese wird.

Unter Zugrundelegung der Ätherhypothese führte das Experiment dazu, den Äther als unbeweglich anzunehmen. Das Relativitätsprinzip besagt dann, daß alle Naturgesetze in bezug auf ein relativ zum Äther gleichförmig bewegtes Koordinatensystem K' gleich seien den entsprechenden Gesetzen in bezug auf ein relativ zum Äther ruhendes Koordinatensystem K. Ist dem aber so, dann haben wir ebensoviel Grund, uns den Äther als relativ zu K' ruhend vorzustellen wie als relativ zu K ruhend. Es ist dann überhaupt ganz unnatürlich, eines der beiden Koordinatensysteme K, K' dadurch auszuzeichnen, daß man einen relativ zu ihm ruhenden Äther einführt. Daraus folgt, daß man zu einer befriedigenden Theorie nur dann gelangen kann, wenn man auf die Ätherhypothese verzichtet. Die das Licht konstituierenden elektromagnetischen Felder erscheinen dann nicht mehr als Zustände eines hypothetischen Mediums, sondern als selbständige Gebilde, welche von den Lichtquellen ausgesandt werden, gerade wie nach der NEWTONschen Emissionstheorie des Lichtes. Ebenso wie gemäß letzterer Theorie erscheint ein nicht von Strahlung durchsetzter, von ponderabler Materie freier Raum wirklich als leer.

Bei oberflächlicher Betrachtung erscheint es unmöglich, das Wesentliche der LORENTZschen Theorie mit dem Relativitätsprinzip in Einklang zu bringen. Pflanzt sich nämlich ein Lichtstrahl im Vakuum fort, so geschieht dies nach der LORENTZschen Theorie in bezug auf ein im Äther ruhendes Koordinatensystem K stets mit der bestimmten Geschwindigkeit c, unabhängig vom Bewegungszustande des emittierenden Körpers. Wir wollen diesen Satz das Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nennen. Nach dem Additionstheorem der Geschwindigkeiten wird sich derselbe Lichtstrahl in bezug auf ein relativ zum Äther in gleichförmiger Translationsbewegung befindliches Koordinatensystem K' nicht ebenfalls mit der Geschwindigkeit c fortpflanzen. Die Gesetze der Lichtfortpflanzung scheinen also in bezug auf beide Koordinatensysteme verschieden zu sein, und es scheint daraus zu folgen, daß das Relativitätsprinzip mit den Gesetzen der Lichtausbreitung unvereinbar ist.

Das Additionstheorem der Geschwindigkeiten beruht indessen auf den willkürlichen Voraussetzungen, daß Zeitangaben sowie Angaben über die Gestalt von bewegten Körpern eine vom Be-

wegungszustande des benutzten Koordinatensystems unabhängige Bedeutung haben. Man überzeugt sich aber, daß man zu einer Definition der Zeit und der Gestalt bewegter Körper der Einführung von Uhren bedarf, welche relativ zu dem benutzten Koordinatensystem ruhen. Man muß deshalb jene Begriffe für jedes Koordinatensystem besonders festlegen, und es ist nicht selbstverständlich, daß diese Definitionen für zwei relativ zueinander bewegte Koordinatensysteme K und K' zu gleichen Zeitwerten t und t' für die einzelnen Ereignisse führen; ebensowenig läßt sich a priori sagen, daß jegliche Aussage über die Gestalt von Körpern, welche in bezug auf das Koordinatensystem K gilt, auch in bezug auf das relativ zu K bewegte Koordinatensystem K' gelte.

Daraus geht hervor, daß die bisher gebräuchlichen Transformationsgleichungen für den Übergang von einem Koordinatensystem zu einem relativ zu ihm gleichförmig bewegten Koordinatensystem auf willkürlichen Annahmen beruhen. Läßt man diese fallen, so zeigt sich, daß man das Fundament der Lorentzschen Theorie bzw. allgemeiner das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit mit dem Relativitätsprinzip in Einklang bringen kann. Man gelangt so zu neuen, durch die beiden Prinzipe eindeutig bestimmten Gleichungen der Koordinatentransformation, welche bei passender Wahl der Anfangspunkte von Koordinaten und Zeiten dadurch charakterisiert sind, daß durch sie die Gleichung

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$$

zu einer Identität wird. Hierbei bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. x, y, z, t sind Raum-Zeit-Koordinaten in bezug auf K, x', y', z', t' in bezug auf K'.

Dieser Weg führt zu der sogenannten Relativitätstheorie, von deren Konsequenzen ich hier nur eine einzige anführen möchte, weil sie eine gewisse Modifikation der Grundanschauungen auf dem Gebiete der Physik mit sich bringt. Es zeigt sich nämlich, daß die träge Masse eines Körpers um L/c^2 abnimmt, wenn derselbe die Strahlungsenergie L emittiert. Man kann dazu auf folgendem Wege gelangen.

Wir betrachten einen unbewegten, frei schwebenden Körper, welcher nach zwei entgegengesetzten Richtungen die gleiche

Energiemenge in Form von Strahlung aussendet. Dabei bleibt der Körper in Ruhe. Bezeichnen wir mit E_0 die Energie des Körpers vor der Emission, mit E_1 dessen Energie nach der Emission, mit L die Menge der emittierten Strahlung, so hat man nach dem Energieprinzip

$$E_0 = E_1 + L.$$

Wir betrachten nun den Körper sowie die von demselben emittierte Strahlung von einem Koordinatensystem aus, relativ zu welchem sich der Körper mit der Geschwindigkeit v bewegt. Es liefert dann die Relativitätstheorie die Mittel, um die Energie der ausgesandten Strahlung bezüglich des neuen Koordinatensystems zu berechnen. Man erhält hierfür den Wert

$$L' = L \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Da in bezug auf das neue Koordinatensystem ebenfalls das Prinzip von der Erhaltung der Energie gelten muß, erhält man in analoger Bezeichnungsweise

$$E_0' = E_1' + L \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Durch Subtraktion erhält man unter Weglassung der Glieder, welche in v/c von vierter und höherer Ordnung sind:

$$(E_0' - E_0) = (E_1' - E_1) + \frac{1}{2} \frac{L}{c^2} v^2.$$

Nun ist aber $E_0' - E_0$ nichts anderes als die kinetische Energie des Körpers vor der Lichtaussendung, $E_1' - E_1$ nichts anderes als dessen kinetische Energie nach der Lichtaussendung. Nennt man M_0 die Masse des Körpers vor der Aussendung, M_1 dessen Masse nach der Lichtaussendung, so kann man unter Vernachlässigung der Glieder höheren als zweiten Grades setzen:

$$\frac{1}{2} M_0 v^2 = \frac{1}{2} M_1 v^2 + \frac{1}{2} \frac{L}{c^2} v^2$$

oder

$$M_0 = M_1 + \frac{L}{c^2}.$$

Es vermindert sich also die träge Masse eines Körpers bei Lichtaussendung. Die abgegebene Energie figuriert als Teil der Masse des Körpers. Man kann hieraus weiter schließen, daß jegliche Energieaufnahme bzw. -abgabe eine Zu- bzw. Abnahme der Masse des betreffenden Körpers mit sich bringt. Es scheinen Energie und Masse ebenso als äquivalente Größen wie Wärme und mechanische Energie.

Die Relativitätstheorie hat also unsere Anschauungen über die Natur des Lichtes insofern geändert, als sie das Licht nicht als Folge von Zuständen eines hypothetischen Mediums auffaßt, sondern als etwas wie die Materie selbständig Bestehendes. Es hat ferner nach dieser Theorie mit einer Korpuskulartheorie des Lichtes das Merkmal gemeinsam, träge Masse vom emittierenden zum absorbierenden Körper zu übertragen. An unserer Auffassung von der Struktur der Strahlung, insbesondere von der Verteilung der Energie in dem durchstrahlten Raume änderte die Relativitätstheorie nichts. Es ist jedoch meine Meinung, daß wir in bezug auf diese Seite der Frage am Anfange einer noch nicht übersehbaren, jedoch zweifellos höchst bedeutsamen Entwickelung stehen. Was ich im folgenden vorbringen werde, ist großenteils bloße persönliche Meinung bzw. Ergebnis von Überlegungen, welche eine genügende Nachprüfung durch andere noch nicht erfahren haben. Wenn ich dieselben trotzdem hier vorbringe, so ist dies nicht auf übermäßiges Vertrauen in die eigenen Ansichten zurückzuführen, sondern auf die Hoffnung, den einen oder anderen von Ihnen dazu veranlassen zu können, sich mit den in Betracht kommenden Fragen abzugeben.

Auch ohne tiefer in irgend welche theoretische Betrachtung einzugehen, bemerkt man, daß unsere Lichttheorie gewisse fundamentale Eigenschaften der Lichtphänomene nicht zu erklären vermag. Warum hängt es nur von der Farbe, nicht aber von der Intensität des Lichtes ab, ob eine bestimmte photochemische Reaktion eintritt oder nicht? Warum sind die kurzwelligen Strahlen im allgemeinen chemisch wirksamer als die langwelligen? Warum ist die Geschwindigkeit der lichtelektrisch erzeugten Kathodenstrahlen von der Intensität des Lichtes unabhängig? Weshalb bedarf es hoher Temperaturen, also hoher Molekularenergien,

damit die durch die Körper emittierte Strahlung kurzwellige Bestandteile enthalte?

Auf alle diese Fragen gibt die Undulationstheorie in ihrer heutigen Fassung keine Antwort. Insbesondere ist es durchaus nicht begreiflich, warum die lichtelektrisch oder durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen eine so bedeutende, von der Strahlintensität unabhängige Geschwindigkeit erlangen. Das Auftreten so großer Energiemengen an einem molekularen Gebilde unter dem Einfluß einer Quelle, in welcher die Energie so wenig dicht verteilt ist, wie wir dies bei der Licht- und Röntgenstrahlung nach der Undulationstheorie voraussetzen müssen, veranlaßte tüchtige Physiker dazu, ihre Zuflucht zu einer recht fernliegenden Hypothese zu nehmen. Sie nahmen an, daß das Licht bei dem Vorgang lediglich eine auslösende Rolle spiele, die zum Vorschein kommenden Molekularenergien aber radioaktiver Natur seien. Weil diese Hypothese bereits wieder so ziemlich verlassen ist, will ich gegen sie keine Gründe vorbringen.

Die Grundeigenschaft der Undulationstheorie, welche diese Schwierigkeiten mit sich bringt, scheint mir im folgenden zu liegen. Während in der kinetischen Molekulartheorie zu jedem Vorgang, bei welchem nur wenige Elementarteilchen beteiligt sind, z. B. zu jedem molekularen Zusammenstoß, der inverse Vorgang existiert, ist dies nach der Undulationstheorie bei den elementaren Strahlungsvorgängen nicht der Fall. Ein oszillierendes Ion erzeugt nach der uns geläufigen Theorie eine nach außen sich fortpflanzende Kugelwelle. Der umgekehrte Prozeß existiert als Elementarprozeß nicht. Die nach innen fortschreitende Kugelwelle ist nämlich zwar mathematisch möglich; aber es bedarf zu deren angenäherter Realisierung einer ungeheuren Menge von emittierenden Elementargebilden. Dem Elementarprozeß der Lichtemission als solchem kommt also der Charakter der Umkehrbarkeit nicht zu. Hierin trifft, glaube ich, unsere Undulationstheorie nicht das Richtige. Es scheint, daß in bezug auf diesen Punkt die Emissionstheorie des Lichtes von Newton mehr Wahres enthält als die Undulationstheorie, da nach ersterer die Energie, welche einem Lichtteilchen bei der Aussendung verliehen wird, nicht über den unendlichen Raum zerstreut wird, sondern für einen Elementarprozeß der Absorption disponibel bleibt. Man

denke an die Gesetze der Erzeugung der sekundären Kathodenstrahlung durch Röntgenstrahlen.

Fallen primäre Kathodenstrahlen auf eine Metallplatte P_1, so erzeugen sie Röntgenstrahlen. Fallen diese auf eine zweite Metallplatte P_2, so werden wieder Kathodenstrahlen erzeugt, deren Geschwindigkeit von derselben Größenordnung ist wie die Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen. Die Geschwindigkeit der sekundären Kathodenstrahlen hängt, soviel wir heute wissen, weder vom Abstand der Platten P_1 und P_2 noch von der Intensität der primären Kathodenstrahlen, sondern ausschließlich von der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen ab. Nehmen wir einmal an, dies sei streng richtig. Was wird geschehen, wenn wir die Intensität der primären Kathodenstrahlen oder die Größe der Platte P_1, auf die sie fallen, derart abnehmen lassen, daß man das Auftreffen eines Elektrons der primären Kathodenstrahlen als einen isolierten Prozeß auffassen kann? Wenn das Vorhergehende wirklich richtig ist, so werden wir wegen der Unabhängigkeit der Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen von der Intensität der primären Kathodenstrahlen anzunehmen haben, daß an P_2 (infolge des Auftreffens jenes Elektrons auf P_1) entweder gar nichts erzeugt wird, oder aber an P_2 eine sekundäre Emission eines Elektrons erfolgt mit einer Geschwindigkeit, die von derselben Größenordnung ist, wie diejenige des auf P_1 auffallenden Elektrons gewesen ist. Mit anderen Worten, der elementare Strahlungsprozeß scheint derart zu verlaufen, daß er nicht, wie die Undulationstheorie verlangt, die Energie des primären Elektrons durch eine nach allen Seiten sich fortpflanzende Kugelwelle verteilt und zerstreut, sondern es scheint wenigstens ein großer Teil dieser Energie an irgend einer Stelle von P_2 oder anderswo disponibel zu sein. Der Elementarvorgang der Strahlungsemission scheint **gerichtet** zu sein. Es macht ferner den Eindruck, daß der Prozeß der Erzeugung des Röntgenstrahles in P_1 und die Erzeugung des sekundären Kathodenstrahles in P_2 im wesentlichen inverse Prozesse seien.

Die Konstitution der Strahlung scheint also eine andere zu sein, als unsere Undulationstheorie folgern läßt. Wichtige Anhaltspunkte hierüber hat die Theorie der Temperaturstrahlung geliefert, und zwar zuerst und in erster Linie diejenige Theorie,

durch welche Herr Planck seine Strahlungsformel begründet hat. Da ich diese Theorie wohl nicht als allgemein bekannt voraussetzen darf, will ich das Notwendigste über dieselbe kurz angeben.

Im Innern eines Hohlraumes von der Temperatur T befindet sich Strahlung von bestimmter, von der Natur des Körpers unabhängiger Zusammensetzung. Pro Volumeneinheit ist in dem Hohlraum die Strahlungsmenge $\varrho\, d\nu$ vorhanden, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Das Problem besteht darin, daß ϱ in Funktion von ν und T gesucht wird. Befindet sich in dem Hohlraum ein elektrischer Resonator von der Eigenfrequenz ν_0 und geringer Dämpfung, so erlaubt die elektromagnetische Theorie der Strahlung, das zeitliche Mittel der Energie $(\overline{E})$ des Resonators in Funktion von $\varrho(\nu_0)$ zu berechnen. Das Problem ist dadurch auf dasjenige reduziert, $\overline{E}$ in Funktion der Temperatur zu ermitteln. Das letztere Problem läßt sich aber wieder auf das folgende reduzieren. Es seien in dem Hohlraum sehr viele (N) Resonatoren von der Frequenz ν_0 vorhanden. Wie hängt die Entropie dieses Resonatorensystems von dessen Energie ab?

Um diese Frage zu lösen, wendet Herr Planck die allgemeine Beziehung zwischen Entropie und Zustandswahrscheinlichkeit an, wie sie von Boltzmann aus seinen gastheoretischen Untersuchungen gefolgert worden ist. Es ist allgemein

$$\text{Entropie} = k \,.\log W,$$

wobei k eine universelle Konstante und W die Wahrscheinlichkeit des ins Auge gefaßten Zustandes bedeutet. Diese Wahrscheinlichkeit wird gemessen durch die „Anzahl der Komplexionen“, eine Zahl, die angibt, auf wieviele verschiedene Weisen der ins Auge gefaßte Zustand sich realisieren läßt. Im Falle der obigen Fragestellung ist der Zustand des Resonatorensystems durch die Gesamtenergie desselben definiert, so daß die zu lösende Frage lautet: Auf wieviele verschiedene Arten kann die gegebene Gesamtenergie unter die N Resonatoren verteilt werden? Um dies zu finden, teilt Herr Planck die gesamte Energie in gleiche Teilchen von bestimmter Größe ε. Eine Komplexion wird dadurch bestimmt, daß angegeben wird, wieviele Teilchen ε auf jeden Resonator entfallen. Die Anzahl solcher Komplexionen,

welche die gegebene Gesamtenergie ergeben, wird bestimmt und gleich W gesetzt.

Herr PLANCK folgert dann weiter aus dem auf thermodynamischer Grundlage ableitbaren WIENschen Verschiebungsgesetz, daß $\varepsilon = h\nu$ gesetzt werden müsse, wobei h eine von ν unabhängige Zahl bedeutet. Er findet so seine mit aller bisherigen Erfahrung übereinstimmende Strahlungsformel

$$\varrho = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Es könnte scheinen, daß gemäß dieser Ableitung die PLANCKsche Strahlungsformel als eine Konsequenz der heutigen elektromagnetischen Theorie der Strahlung anzusehen sei. Dies ist jedoch insbesondere aus folgendem Grunde nicht der Fall. Man könnte die Anzahl der Komplexionen, von welcher soeben die Rede war, nur dann als einen Ausdruck für die Mannigfaltigkeit der Verteilungsmöglichkeiten für die Gesamtenergie unter die N Resonatoren ansehen, wenn jede denkbare Verteilung der Energie wenigstens mit gewisser Annäherung unter den zur Berechnung von W benutzten Komplexionen vorkäme. Hierfür ist notwendig, daß für alle ν, denen eine merkbare Energiedichte ϱ entspricht, das Energiequantum ε klein sei gegenüber der mittleren Resonatorenergie $\overline{E}$. Nun findet man aber durch einfache Rechnung, daß $\varepsilon/\overline{E}$ für die Wellenlänge $0{,}5\,\mu$ und eine absolute Temperatur $T = 1700$ nicht nur nicht klein gegen 1, sondern sogar sehr groß gegen 1 ist. Es hat den Wert etwa $6{,}5 . 10^7$. Es wird also bei dem gegebenen Zahlenbeispiel bei der Zählung der Komplexionen so verfahren, wie wenn die Energie des Resonators nur den Wert Null, das $6{,}5 . 10^7$fache seines mittleren Energiewertes oder ein Vielfaches davon anzunehmen vermöchte. Es ist klar, daß bei dieser Art des Vorgehens nur ein ganz verschwindend kleiner Teil derjenigen Verteilungen der Energie, welche wir nach den Grundlagen der Theorie als möglich ansehen müssen, zur Berechnung der Entropie herangezogen wird. Die Anzahl dieser Komplexionen ist also nach den Grundlagen der Theorie kein Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit des Zustandes im BOLTZMANNschen Sinne. Die PLANCKsche Theorie annehmen heißt nach meiner

Meinung geradezu die Grundlagen unserer Strahlungstheorie verwerfen.

Daß unsere jetzigen Grundlagen der Strahlungstheorie verlassen werden müssen, habe ich schon vorher zu zeigen versucht. Jedenfalls kann man nicht daran denken, die PLANCKsche Theorie zu refüsieren, weil sie zu jenen Grundlagen nicht paßt. Diese Theorie hat zu einer Bestimmung der Elementarquanta geführt, welche durch die neuesten Messungen dieser Größen auf Grund der Zählung der α-Teilchen glänzend bestätigt worden ist. Für das Elementarquantum der Elektrizität erhielten RUTHERFORD und GEIGER im Mittel den Wert $4{,}65 . 10^{-10}$, REGENER $4{,}79 . 10^{-10}$, während Herr PLANCK mit Hilfe seiner Strahlungstheorie aus den Konstanten der Strahlungsformel den dazwischen liegenden Wert $4{,}69 . 10^{-10}$ ermittelte.

Die PLANCKsche Theorie führt auf folgende Vermutung. Wenn es wirklich wahr ist, daß ein Strahlungsresonator nur solche Energiewerte aufzunehmen vermag, welche Vielfache von $h\nu$ sind, so liegt die Annahme nahe, daß Emission und Absorption von Strahlung überhaupt nur in Quanten von dieser Energiegröße stattfinde. Auf Grund dieser Hypothese, der Lichtquantenhypothese, kann man die oben aufgeworfenen, die Absorption und Emission von Strahlung betreffenden Fragen beantworten. Soweit unsere Kenntnisse reichen, werden auch die Folgerungen quantitativen Inhaltes dieser Lichtquantenhypothese bestätigt. Es erhebt sich nun folgende Frage. Wäre es nicht denkbar, daß zwar die von PLANCK gegebene Strahlungsformel richtig wäre, daß aber eine Ableitung derselben gegeben werden könnte, die nicht auf einer so ungeheuerlich erscheinenden Annahme beruht wie die PLANCKsche Theorie? Wäre es nicht möglich, die Lichtquantenhypothese durch eine andere Annahme zu ersetzen, mit welcher man ebenso den bekannten Erscheinungen gerecht werden könnte? Wenn es nötig ist, die Elemente der Theorie zu modifizieren, könnte man nicht wenigstens die Gleichungen der Ausbreitung der Strahlung beibehalten und nur die Elementarvorgänge der Emission und Absorption anders auffassen als bisher?

Um uns hierüber klar zu werden, wollen wir versuchen, in umgekehrter Richtung vorzugehen wie Herr PLANCK in seiner Strahlungstheorie. Wir sehen die PLANCKsche Strahlungsformel

*

als richtig an und fragen uns, ob aus ihr etwas gefolgert werden kann bezüglich der Konstitution der Strahlung. Von zwei Betrachtungen, die ich in diesem Sinne ausgeführt habe, will ich Ihnen nur eine hier skizzieren, die mir wegen ihrer Anschaulichkeit besonders überzeugend erscheint.

In einem Hohlraume befinde sich ein ideales Gas sowie eine Platte aus fester Substanz, welche lediglich senkrecht zu ihrer Ebene frei beweglich sei. Infolge der Unregelmäßigkeit der Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und Platte wird letztere in Bewegung geraten, und zwar derart, daß ihre mittlere kinetische Energie gleich ist dem dritten Teil der mittleren kinetischen Energie eines einatomigen Gasmoleküls. Es ist dies eine Folgerung aus der statistischen Mechanik. Wir nehmen nun an, daß außer dem Gas, welches wir uns als aus wenigen Molekülen bestehend denken können, in dem Hohlraume Strahlung vorhanden ist, und zwar sei diese Strahlung sogenannte Temperaturstrahlung von der nämlichen Temperatur wie das Gas. Dies wird der Fall sein, wenn die Wände des Hohlraumes die bestimmte Temperatur T besitzen, für Strahlung nicht durchlässig und gegen den Hohlraum hin nicht überall vollkommen reflektierend sind. Wir nehmen ferner vorläufig an, daß unsere Platte auf beiden Seiten vollkommen reflektierend sei. Bei dieser Sachlage wird nicht nur das Gas, sondern auch die Strahlung auf die Platte einwirken. Die Strahlung wird nämlich auf beide Seiten der Platte einen Druck ausüben. Die auf die beiden Seiten wirkenden Druckkräfte sind einander gleich, wenn die Platte ruht. Ist sie aber bewegt, so wird an der bei der Bewegung vorangehenden Fläche (Vorderfläche) mehr Strahlung reflektiert als an der Rückfläche. Die auf die Vorderfläche nach rückwärts wirkende Druckkraft ist also größer als die auf die Rückfläche wirkende Druckkraft. Es bleibt also als Resultierende der beiden eine Kraft übrig, welche der Bewegung der Platte entgegenwirkt und mit der Geschwindigkeit der Platte wächst. Wir wollen diese Resultierende kurz „Strahlungsreibung“ nennen.

Nehmen wir nun für einen Augenblick an, wir hätten damit die ganze mechanische Einwirkung der Strahlung auf die Platte berücksichtigt, so gelangen wir zu folgender Auffassung. Durch Zusammenstöße mit Gasmolekülen werden der Platte in unregel-

mäßigen Intervallen Impulse unregelmäßiger Richtung erteilt. Die Geschwindigkeit der Platte zwischen zwei solchen Stößen nimmt infolge der Strahlungsreibung stets ab, wobei kinetische Energie der Platte in Strahlungsenergie verwandelt wird. Die Konsequenz wäre die, daß unausgesetzt Energie der Gasmoleküle durch die Platte in Energie der Strahlung verwandelt wird, so lange, bis alle vorhandene Energie in Energie der Strahlung übergegangen ist. Es gäbe also kein Temperaturgleichgewicht zwischen Gas und Strahlung.

Diese Betrachtung ist deshalb fehlerhaft, weil man die von der Strahlung auf die Platte ausgeübten Druckkräfte ebensowenig als zeitlich konstant und als frei von unregelmäßigen Schwankungen ansehen darf wie die vom Gase auf die Platte ausgeübten Druckkräfte. Jene Schwankungen der Druckkräfte der Strahlung müssen nun, damit thermisches Gleichgewicht möglich sei, so beschaffen sein, daß sie im Mittel die Geschwindigkeitsverluste der Platte durch Strahlungsreibung kompensieren, wobei die mittlere kinetische Energie der Platte gleich ist dem dritten Teil der mittleren kinetischen Energie eines einatomigen Gasmoleküls. Wenn das Strahlungsgesetz bekannt ist, so kann man die Strahlungsreibung berechnen, und hieraus die mittlere Größe der Impulse, welche die Platte infolge der Schwankungen des Strahlungsdruckes erhalten muß, damit statistisches Gleichgewicht bestehen könne.

Noch interessanter wird die Betrachtung dadurch, daß man die Platte so wählt, daß sie nur Strahlung von dem Frequenzbereich $d\nu$ vollkommen reflektiert, Strahlung anderer Frequenz aber ohne Absorption durchläßt; man erhält dann die Schwankungen des Strahlungsdruckes der Strahlung vom Frequenzbereich $d\nu$. Für diesen Fall will ich nun das Resultat der Rechnung angeben. Bezeichnet man mit Δ die Bewegungsgröße, welche in der Zeit τ infolge der unregelmäßigen Schwankungen des Strahlungsdruckes auf die Platte übertragen wird, so erhält man für den Mittelwert des Quadrates von Δ den Ausdruck:

$$\overline{\Delta^2} = \frac{1}{c}\left[h\varrho\nu + \frac{c^3}{8\pi}\frac{\varrho^2}{\nu^2}\right]d\nu f\tau.$$

Zunächst fällt die Einfachheit dieses Ausdruckes auf; es dürfte keine mit der Erfahrung innerhalb der Grenzen der Beob-

achtungsfehler übereinstimmende Strahlungsformel geben, welche einen so einfachen Ausdruck für die statistischen Eigenschaften des Strahlungsdruckes liefert wie die PLANCKsche.

Zur Interpretation ist zunächst zu bemerken, daß der Ausdruck für das mittlere Schwankungsquadrat eine Summe von zwei Termen ist. Es ist also so, wie wenn zwei voneinander unabhängige verschiedene Ursachen vorhanden wären, welche ein Schwanken des Strahlungsdruckes verursachen. Daraus, daß $\overline{\Delta^2}$ proportial f ist, schließt man, daß die Druckschwankungen für nebeneinander liegende Teile der Platte, deren Linearabmessungen groß sind gegen die Wellenlänge der Reflexionsfrequenz, voneinander unabhängige Ereignisse sind.

Die Undulationstheorie liefert nun nur für das zweite Glied des für $\overline{\Delta^2}$ gefundenen Ausdruckes eine Erklärung. Nach der Undulationstheorie müssen nämlich Strahlenbündel von wenig verschiedener Richtung, wenig verschiedener Frequenz und wenig verschiedenem Polarisationszustand miteinander interferieren, und es muß der Gesamtheit dieser in ungeordnetster Weise eintretenden Interferenzen ein Schwanken des Strahlungsdruckes entsprechen. Daß diese Schwankung durch einen Ausdruck von der Gestalt des zweiten Gliedes unserer Formel sein muß, läßt sich durch eine einfache Dimensionalbetrachtung einsehen. Man sieht, daß die Undulationsstruktur der Strahlung in der Tat zu den aus ihr zu erwartenden Schwankungen des Strahlungsdruckes Veranlassung gibt.

Wie ist aber das erste Glied der Formel zu erklären? Dieses ist keineswegs zu vernachlässigen, sondern ist im Gültigkeitsbereich des sogenannten WIENschen Strahlungsgesetzes sozusagen allein maßgebend. So ist für $\lambda = 0{,}5\,\mu$ und $T = 1700$ dieses Glied etwa $6{,}5 \,.\, 10^7$ mal größer als das zweite. Bestände die Strahlung aus sehr wenig ausgedehnten Komplexen von der Energie $h\nu$, welche sich unabhängig voneinander durch den Raum bewegen und unabhängig voneinander reflektiert werden — eine Vorstellung, welche die roheste Veranschaulichung der Lichtquantenhypothese darstellt —, so würden infolge Schwankungen des Strahlungsdruckes derartige Impulse auf unsere Platte wirken, wie sie durch das erste Glied unserer Formel allein dargestellt werden.

Nach meiner Meinung muß also aus obiger Formel, welche ihrerseits eine Konsequenz aus der PLANCKschen Strahlungsformel ist, folgendes geschlossen werden. Außer den räumlichen Ungleichmäßigkeiten in der Verteilung der Bewegungsgröße der Strahlung, die aus der Undulationstheorie hervorgehen, sind noch andere Ungleichmäßigkeiten in der räumlichen Verteilung der Bewegungsgröße vorhanden, welche bei geringer Energiedichte der Strahlung die erstgenannten Ungleichmäßigkeiten an Einfluß weit überragen. Ich füge hinzu, daß eine andere Betrachtung bezüglich der räumlichen Verteilung der Energie ganz entsprechende Resultate liefert, wie die im vorstehenden angedeutete bezüglich der räumlichen Verteilung der Bewegungsgröße.

Soviel mir bekannt ist, ist die Aufstellung einer mathematischen Theorie der Strahlung, welche der Undulationsstruktur und der aus dem ersten Glied der obigen Formel zu folgernden Struktur (Quantenstruktur) zusammen gerecht wird, noch nicht gelungen. Die Schwierigkeit liegt hauptsächlich darin, daß die Schwankungseigenschaften der Strahlung, wie sie durch obige Formel ausgedrückt werden, wenig formale Anhaltspunkte für die Aufstellung einer Theorie bieten. Man denke sich, es wären die Beugungs- und Inferenzerscheinungen noch unbekannt, aber man wüßte, daß die mittlere Größe der unregelmäßigen Schwankungen des Strahlungsdruckes durch das zweite Glied der obigen Gleichung bestimmt sei, wobei ν ein die Farbe bestimmender Parameter unbekannter Bedeutung ist. Wer hätte genug Phantasie, um auf dieser Grundlage die Indulationstheorie des Lichtes aufzubauen?

Immerhin erscheint mir vor der Hand die Auffassung die natürlichste, daß das Auftreten der elektromagnetischen Felder des Lichtes ebenso an singuläre Punkte gebunden sei wie das Auftreten elektrostatischer Felder nach der Elektronentheorie. Es ist nicht ausgeschlossen, daß in einer solchen Theorie die ganze Energie des elektromagnetischen Feldes als in diesen Singularitäten lokalisiert angesehen werden könnte, ganz wie bei der alten Fernwirkungstheorie. Ich denke mir etwa jeden solchen singulären Punkt von einem Kraftfeld umgeben, das im wesentlichen den Charakter einer ebenen Welle besitzt, und dessen Amplitude mit der Entfernung vom singulären Punkte abnimmt. Sind solcher

Singularitäten viele in Abständen vorhanden, die klein sind gegenüber den Abmessungen des Kraftfeldes eines singulären Punktes, so werden die Kraftfelder sich übereinanderlagern und in ihrer Gesamtheit ein undulatorisches Kraftfeld ergeben, das sich von einem undulatorischen Felde im Sinne der gegenwärtigen elektromagnetischen Lichttheorie vielleicht nur wenig unterscheidet. Daß einem derartigen Bilde, solange dasselbe nicht zu einer exakten Theorie führt, kein Wert beizumessen ist, braucht wohl nicht besonders hervorgehoben zu werden. Ich wollte durch dasselbe nur kurz veranschaulichen, daß die beiden Struktureigenschaften (Undulationsstruktur und Quantenstruktur), welche gemäß der PLANCKschen Formel beide der Strahlung zukommen sollen, nicht als miteinander unvereinbar anzusehen sind.

Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung;
von F. Hasenöhrl.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

Es wurde bereits von THIESEN [1]) gezeigt, daß eine beiderseitig spiegelnde Platte einen Widerstand erfährt, wenn sie sich durch einen mit (nach allen Richtungen gleichmäßig verteilter) Strahlung erfüllten Raum bewegt.

Die Größe dieses Widerstandes ergibt sich zu:

$$R = 2 f u \beta,$$

wenn f die Fläche der Platte, u die Energiedichte der Strahlung, β der Quotient aus der Translationsgeschwindigkeit der Platte in die Lichtgeschwindigkeit ist. In obigem Ausdrucke sind Größen von der Ordnung β^3 an vernachlässigt. THIESEN bemerkt, daß der gefundene Widerstand so klein ist, daß sein Einfluß auf die Bewegung eines Körpers von irgendwie erheblicher Masse ganz vernachlässigt werden kann, daß jedoch die Bewegung eines Moleküls durch denselben wesentlich modifiziert werden müßte.

Ich habe mir nun im folgenden die Aufgabe gestellt, diese Frage eingehender zu studieren. An Stelle einer beiderseitig spiegelnden Platte habe ich andere Körper betrachtet, die noch eher ein, wenn auch ganz rohes, Bild der Moleküle abgeben können. Die Berechnung des Widerstandes, den die Bewegung eines solchen Körpers erfährt, geschieht am einfachsten mit Hilfe des Relativitätsprinzips. Man hat dabei von dem Ausdrucke für die Kraft auszugehen, den parallele Strahlung auf den ruhend gedachten Körper ausübt. Ich habe drei hierher gehörige Beispiele durchgerechnet:

1. E i n e r e f l e k t i e r e n d e K u g e l, d e r e n R a d i u s a g r o ß g e g e n d i e W e l l e n l ä n g e d e r S t r a h l u n g i s t. Die Kraft, welche

---

[1]) M. THIESEN, Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 177—180, 1901.

parallele Strahlung von der Energiedichte w auf eine solche Kugel ausübt, ist $\pi a^2 w$.

Der Widerstand, den sie erfährt, ergibt sich in erster Annäherung zu:

$$R = \frac{4 \pi a^2}{3} \cdot u \cdot \beta.$$

(Die Berechnung der höheren Glieder hat hier und bei den folgenden Beispielen keinerlei Schwierigkeit.)

Da der Radius eines Moleküls im allgemeinen als klein gegen die Wellenlänge der Strahlung zu betrachten ist, kann dieses Beispiel auch nicht ein angenähertes Bild tatsächlicher Vorgänge liefern. Wir betrachten demnach:

2. Eine reflektierende Kugel, deren Radius a klein gegen die Wellenlänge der Strahlung ist. Der Druck paralleler Strahlung auf eine solche ruhend gedachte Kugel ist nach SCHWARZSCHILD[1]) gleich:

$$\frac{14}{3} \pi a^2 \cdot \left(\frac{2 \pi a \nu}{c}\right)^4 \cdot w,$$

wo wieder w die Energiedichte, ν die Schwingungszahl der einfallenden Strahlung ist. Der Widerstand, den die Kugel durch die im unendlich kleinen Spektralgebiete $d\nu$ enthaltene Strahlung von der Energiedichte $\mathfrak{u}_\nu d\nu$ erfährt, ergibt sich zu:

$$R = \frac{112}{9} \pi a^2 \cdot \left(\frac{2 \pi a \nu}{c}\right)^4 \mathfrak{u}_\nu \, d\nu \, \beta.$$

3. Ein freies Elektron. Fällt parallele Strahlung auf ein solches, so gerät es in Schwingung, und man überzeugt sich, daß, abgesehen von den periodischen Kräften, die eben die Schwingung erregen, eine Translationskraft in der Fortpflanzungsrichtung der Strahlen wirkt, deren Betrag sich (falls die einfallende Strahlung nicht eine abnorme Intensität hat, und daher die Bewegung als quasistationär anzusehen ist) zu

$$\frac{8 \pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} w$$

ergibt, wo e und m Ladung und Masse des Elektrons sind. (Diese Kraft ist verhältnismäßig nicht allzu gering; hätte die einfallende

---

[1]) K. SCHWARZSCHILD, Münch. Ber. 1902, S. 293.

Strahlung die Intensität der Sonnenstrahlung, so würde das Elektron eine Beschleunigung von etwa 0,05 cm sec^{-2} erfahren.) Der Widerstand, den das bewegte Elektron erfährt, ergibt sich zu:

$$R = \frac{32\pi}{9} \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot u \cdot \beta.$$

Um uns eine Vorstellung von der Größenordnung dieses Effektes zu bilden, wollen wir in Beispiel 1 und 2 $a = \frac{1}{2} 10^{-7}$ cm setzen, welche Größe ungefähr dem Molekülradius entspricht. Für die Dichte der Strahlung u setzen wir den Betrag der Hohlraumstrahlung bei 0° C ein. Bei Beispiel 2 muß noch eine Voraussetzung über die spektrale Verteilung der Energie gemacht werden; wir nehmen die durch das PLANCKsche Gesetz geforderte Verteilung ebenfalls für 0° C an.

Wir können dann die Abnahme der lebendigen Kraft L berechnen, die der oben angegebene Widerstand bei der Bewegung eines oder vieler solcher Körper (solange sie sich gegenseitig nicht beeinflussen) zur Folge hat. Es ergibt sich bei den drei betrachteten Beispielen für $-\frac{1}{L}\frac{dL}{dt}$ bzw. der Wert:

$$1{,}4 \,.\, 10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-1}; \quad 1{,}2 \,.\, 10^{-18}\,\mathrm{sec}^{-1}; \quad 1{,}9 \,.\, 10^{-12}\,\mathrm{sec}^{-1}.$$

Fall 1 ist nur wegen seiner Einfachheit mit in Betracht gezogen; die Annahmen, daß $a = \frac{1}{2} 10^{-7}$ cm und groß gegen die Wellenlänge der Strahlung bei 0° C sei, widersprechen einander. Wir beschäftigen uns daher nur mit den zwei letzten Zahlen; sie zeigen, daß die gesuchte Abnahme der lebendigen Kraft eine außerordentlich geringe ist. Dieselbe würde erst in 3 . 10^8 bzw. in 200 Jahren um 1 Proz. sinken. Auch wenn die anfängliche Dichte der Strahlung eine größere ist, wenn sie etwa der Hohlraumstrahlung bei fünffacher absoluter Temperatur, also bei 1092° C entspräche, wären die obigen Zahlen 770 Jahre bzw. $^1/_3$ Jahr.

Denken wir uns nun einen nach außen ganz abgeschlossenen Raum, in dem sich Strahlungsenergie und ein „Gas“ befinden, dessen Moleküle aus einer reflektierenden Kugel, wie wir sie etwa in Beispiel 2 behandelt haben, bestehen. (Es kann sich hier natürlich höchstens um ein ganz rohes Bild tatsächlicher

Vorgänge handeln; die Ausdrücke „Gas“ und „Molekül“ sind durchaus nicht wörtlich zu verstehen.)

Es wird sich nach dem Obigen die kinetische Energie der Moleküle allmählich in Strahlung verwandeln; diese Umwandlung wird aber so langsam vor sich gehen, daß die gewöhnlichen Gasgesetze (das Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten etwa oder das Verhältnis der spezifischen Wärmen) nicht in merkbarer Weise alteriert würden.

Die Veränderung der Strahlung wird im allgemeinen prozentuell viel rascher vor sich gehen; mit der Vermehrung der Strahlungsenergie ist in den meisten Fällen eine Verkürzung der Wellenlängen verbunden.

Das genauere Studium der Veränderung der Strahlung bezüglich Gesamtintensität und spektraler Verteilung sowie des Einflusses der Eigenschwingungen der bewegten Körperchen behalte ich einer späteren Untersuchung vor. — Nach Hrn. EINSTEINS Hypothese würde der hier studierte Effekt durch die Unregelmäßigkeit der Strahlung gerade aufgehoben.

(Die ausführliche Begründung der hier angegebenen Resultate wird demnächst an anderer Stelle publiziert werden.)

Wien, im Oktober 1909.

Über eine neue Röntgenröhre von konzentrierter Wirkung;
von W. Seitz.

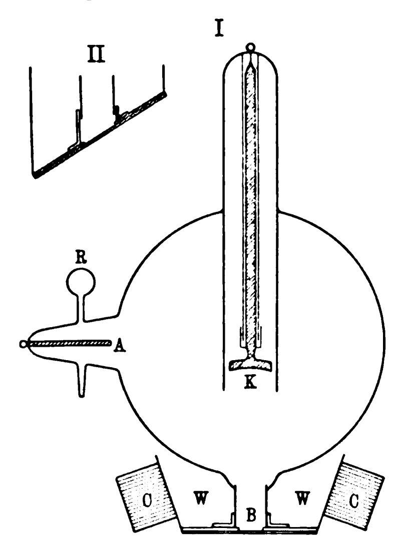
(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417).

Die Intensität der Röntgenstrahlen ist bekanntlich innerhalb gewisser Grenzen umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von der Antikathode. Will man daher eine relativ kleine Fläche möglichst intensiven Strahlen aussetzen, was z. B. bei Versuchen über ihre chemischen und physiologischen Wirkungen oder über die Fluoreszenzerregung nötig sein mag, so muß man das zu bestrahlende Objekt möglichst nahe an die Antikathode heranbringen. Dies wird in vollstem Maße erreicht, wenn diese in die Röhrenwand selbst eingesetzt ist und zugleich als Fenster für die Strahlen dient, wie dies bei der von mir konstruierten Röhre der Fall ist.

Ein Platinblech, als Antikathode verwendet, würde wohl kräftige Strahlen geben, aber es wäre zu wenig durchlässig; Aluminium dagegen würde der Bedingung guter Durchlässigkeit genügen; ist aber als Antikathodenmaterial nicht geeignet. Ich habe daher folgende Anordnung getroffen. Auf ein in die Glaswand eingeschmolzenes Platinrohr von 1,5 bis 2 cm Durchmesser und 2 bis 3 cm Länge wurde eine Messingfassung und auf diese das Antikathodenblech aufgelötet. Als solches verwendete ich aufeinandergewalztes Aluminiumkupferblech. Auf einer kreisförmigen Fläche vom Durchmesser des Platinröhrchens war das Kupfer bis auf eine äußerst dünne Haut abgedreht und abgeschliffen und dann elektrolytisch blank platiniert. Auf die so bearbeitete Oberfläche treffen die Kathodenstrahlen auf; sie bildet also die Innenseite, das Aluminium die Außenseite. Eine Schwierigkeit bei der Konstruktion einer geeigneten Röhre besteht darin, daß der Abstand zwischen Kathode und Antikathode nicht zu groß, das Volumen der Röhre dagegen nicht zu klein sein darf. — Nach einer Reihe von Versuchen erwies sich die hier abgebildete Röhre am geeignetsten.

K ist die Kathode, die von einem Glasmantel umgeben ist, *A* die Anode, *R* eine MÜLLERsche Regeneriervorrichtung, *B* die oben beschriebene Antikathode. Da sich diese durch das Auftreffen der Kathodenstrahlen stark erwärmt, so ist eine Wasserkühlung *W* angebracht, welche das Platinröhrchen umgibt. Um auch die Erwärmung des Wassers zu verzögern, sind als Luftkühlung 20 Blechflügel *C* an den Becher, der das Wasser enthält, angelötet. Eine solche Antikathode kann längere Zeit den stärksten Kathodenstrahlen ausgesetzt werden. Wegen der Wasserfüllung kann diese Röhre nur in senkrechter oder schwach geneigter Lage verwendet werden. Für manche Zwecke habe ich daher Röhren konstruiert, bei denen das Blech auf das Platinröhrchen schiefwinklig aufgelötet ist, wie dies auf Zeichnung II zu sehen ist.



Ich habe die Gesamtstrahlungsintensität meiner Röhre mit einer gewöhnlichen Röntgenröhre bei gleicher Stärke des Primärstromes verglichen, indem ich beobachtete, auf welche Entfernung Platincyanür noch eben zum Leuchten erregt wird. Die Stärken verhalten sich wie die Quadrate dieser Entfernungen. Wie zu erwarten war, ergab sich für meine Röhre eine etwas geringere Wirksamkeit, doch dürfte diese durch geeignete Wahl der Dicke der Platinschicht noch gesteigert werden können. Es müßte dieselbe gerade so stark sein, daß die Kathodenstrahlen in ihr eben vollständig absorbiert werden, während die Absorption der erzeugten Röntgenstrahlen noch klein ist. Wenn auch, wie ich fand, meine Röhre etwa nur den vierten Teil der Strahlenmenge einer gewöhnlichen Röhre aussendet, so wird dieser Nachteil durch den Vorteil, das zu bestrahlende Objekt direkt an die Strahlenquelle anlegen zu können, für die oben genannten Zwecke weitaus ausgeglichen.

Nehmen wir zum Vergleich eine Röhre von 12 cm Kugelradius, so trifft direkt an der Glaswand d auf den Quadratcentimeter die Menge $J = \frac{J_0}{4\pi 12^2}$, wenn von der Antikathode die Strahlenmenge J_0 ausgeht.

Setzen wir die nach beiden Seiten strahlende Fläche meiner Röhre 1 qcm und sendet sie im ganzen eine Strahlenmenge J_0' aus, so ist die Dichte der Strahlen an ihrer Oberfläche:

$$\frac{J_0'}{2} = \frac{J_0}{2.4} = \frac{J}{2.4} \cdot 12^2 \cdot 4\pi = J \cdot 226.$$

Wir können also ein Objekt hier etwa 200 mal so intensiven Strahlen aussetzen, als dies bisher möglich war. Es dürfte daher die Röhre für alle Versuche, bei denen es darauf ankommt, auf eine kleine Fläche möglichst intensive Strahlen zu konzentrieren, gut geeignet sein.

Über die in der Atmosphäre vorhandene durchdringende radioaktive Strahlung;
von A. Gockel.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

Aus Beobachtungen, die Verf. gemeinschaftlich mit Th. Wulf im Simplontunnel anstellte, hat er den Schluß gezogen, daß die dort beobachtete starke durchdringende Strahlung in der Hauptsache vom Gestein herrühre. Laboratoriumsversuche zeigten aber später, daß das Strahlungsvermögen des Gesteins weitaus geringer war, als man nach den Angaben von Strutt erwarten konnte. Auch in Höhlen, deren Wände von nur wenig aktiver Molasse gebildet werden, beobachtete der Verfasser eine Zunahme der Strahlung gegenüber der freien Atmosphäre. Es wird daraus der Schluß gezogen, daß die Strahlung in der Hauptsache nicht von dem Gestein selbst, sondern von den radioaktiven Induktionen herrührt, die aus den in den Höhlen sich ansammelnden, aus dem Boden stammenden Emanationen entstehen. Eine Bestätigung dieses Schlusses liefert der Umstand, daß die tägliche Periode der durchdringenden Strahlung denselben Verlauf zeigte wie die Ansammlung der Emanation in den obersten Bodenschichten nach den Versuchen von Ebert.

Ebenso stimmt im allgemeinen die tägliche Periode der Strahlung mit der des Potentialgefälles überein. Durch Unregelmäßigkeiten im Gang des letzteren wird jedoch die Strahlung nicht berührt. Ein direkter ursächlicher Zusammenhang zwischen beiden Faktoren kann also nicht vorhanden sein, wohl aber ein indirekter, insofern beide Faktoren, das Potentialgefälle und die Strahlung, von den Schwankungen des Luftdruckes und der Sonnenstrahlung abhängig sind. Von diesen beiden letztgenannten Faktoren hängt die Menge der aus dem Boden entweichenden Emanation, damit also die Ionisierung der Luft und die Strahlung ab.

Über dem Vierwaldstättersee fand der Verfasser, ebenso wie Mac Lennan auf dem Ontariosee, eine starke Abnahme der Strahlung. Die Dichte der Induktionen auf der Seefläche ist offenbar eine geringe, schon wegen der Strömungen des Wassers, außerdem kann aus diesem selbst Emanation nur in sehr geringem Maße entweichen; die Induktionen selbst sind aber nicht in dem Maße verschleppbar wie die Emanationen, sie haben das Bestreben, sich unmittelbar nach ihrem Entstehen auf festen Gegenständen niederzuschlagen. Während sich die Verminderung der Strahlung auf dem See schon in wenigen Meter Abstand vom Ufer bemerkbar macht, kann man auf Türmen, Dächern hoher Häuser eine solche Verminderung nicht erkennen.

Über den Einfluſs des Standortes auf Messungen der Zerstreuung und Leitfähigkeit der Atmosphäre;

von E. v. Schweidler.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

Der durch die Gleichungen

$$q = \frac{a_-}{a_+} = \frac{\lambda_+}{\lambda_-} = \frac{n_p c_p}{n_n c_n}$$

definierte Quotient, wobei a_+ und a_- die bei positiver bzw. negativer Ladung des Apparates erhaltenen Werte des Zerstreuungskoeffizienten, λ_+ und λ_- die den positiven bzw. negativen Ionen entsprechenden Werte der polaren Leitfähigkeit, n und c die Ionenzahlen und -beweglichkeiten bezeichnen, ist oftmals auf Grund der empirisch erhaltenen Resultate bezüglich seiner Abhängigkeit von verschiedenen meteorologischen Begleiterscheinungen diskutiert worden. Hier soll speziell der Zusammenhang dieses Quotienten mit der Stärke des elektrischen Feldes am Beobachtungsorte selbst oder in dessen unmittelbarer Umgebung untersucht werden. Vorausgesetzt ist zunächst, daß die Beobachtung an einem Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparate mit freistehendem Zerstreuungskörper (ohne Schutzzylinder) erfolge; daß die so erhaltenen Werte der Zerstreuung den polaren Leitfähigkeiten proportional sind, habe ich durch Vergleiche mit Messungen nach der Gerdienschen und nach der Scheringschen Methode nachgewiesen [1]).

Theoretisch ergibt sich über die Beeinflussung durch das natürliche elektrische Feld der Atmosphäre folgendes:

1. Der Apparat sei an ungeschütztem Standorte aufgestellt, so daß dem Punkte, an welchem der Zerstreuungskörper sich befindet, ein von Null verschiedenes Potential V_0 zukommt. In diesem Falle sind die Störungen der Zerstreuungsmessung durch das Feld von zweierlei Art.

---

[1]) Schweidler, Wien. Ber. **115** [2a], 1269, 1906 u. **118** [2a], 91, 1909.

a) Falls V_0 Schwankungen unterliegt, lagern sich diese über die das eigentliche Meßobjekt bildende Potentialabnahme durch Zerstreuung; die Einzelwerte von a_- und a_+ und daher auch q werden hierbei — eventuell sehr beträchtlich — falsch beobachtet. Wegen der Zufälligkeit der Schwankungen von V_0 wird aber der Mittelwert einer großen Anzahl von Einzelbeobachtungen nicht beeinflußt.

b) Wird V_0 als konstant vorausgesetzt, so ist die beobachtete Entladungsgeschwindigkeit gegeben durch $\frac{dV}{dt} = a(V - V_0)$; es wird also der Zerstreuungskoeffizient für das eine Vorzeichen erhöht, für das andere erniedrigt. Bei normalem Potentialgefälle (positivem V_0) wird a_- erhöht, a_+ erniedrigt und damit q systematisch gefälscht im Sinne einer Abweichung nach oben. Für Apparate, welche ein geerdetes Gehäuse besitzen, wie der ELSTER-GEITELsche Apparat mit Schutzzylinder, die Aspiratoren von EBERT und von GERDIEN u. dgl. kommen die unter 1. genannten beiden Fehlerquellen natürlich nicht in Betracht.

2. Der Apparat sei an geschützter Stelle, so daß das Potential V_0 nicht merklich von Null abweicht, z. B. in einem fast geschlossenen Hohlraum mit leitenden Wänden, aber die unmittelbare Umgebung des Standortes sei der Sitz eines elektrischen Feldes. In diesem Falle ist hier die Konzentration der positiven und negativen Ionen lokal verändert, und zwar bei normalem Potentialgefälle derart, daß n_- verringert ist. Man findet also wieder für q vergrößerte (nur bei anormalem negativen Gefälle verkleinerte) Werte; diese Abweichung ist nicht eigentlich als Fehler, sondern nur als lokale Störung zu bezeichnen, und diese Störung zeigt sich auch an den früher erwähnten Apparaten mit geerdeter Hülle.

Empirisch habe ich bezüglich dieses Zusammenhanges von Standort und Mittelwert von q mit den eben angeführten Überlegungen übereinstimmende Resultate erhalten.

Wie bereits an anderer Stelle erwähnt [1]), gaben durch mehrere Sommer ausgeführte Zerstreuungsbeobachtungen folgende — aus je mehreren Hundert von Einzelmessungen abgeleitete — Mittelwerte:

---

[1]) MACHE und v. SCHWEIDLER, Die atmosphärische Luftelektrizität. Braunschweig 1909, S. 82.

a) Geschützter Standort:

Mattsee, 1902: $q = 0{,}98$,
„ 1903: $q = 1{,}00$,
„ 1905: $q = 0{,}99$,
Ossiach, 1906: $q = 0{,}97$.

b) Nicht vollkommen geschützter Standort:

Seewalchen, 1904: $q = 1{,}18$,
St. Gilgen, 1907: $q = 1{,}22$,
Seeham, (a) 1908: $q = 1{,}38$,
„ (b) 1908: $q = 1{,}09$.

Die „geschützten“ Standorte des Apparates sind gedeckte Gartenhäuschen bzw. Veranden zu ebener Erde, die „nicht vollkommen geschützten“ Balkone bzw. Veranden im ersten oder zweiten Stocke eines Hauses, nur teilweise überdacht. Für „Seeham 1908“ ist Ort (a) der balkonartig vorspringende Teil einer Veranda, Ort (b) ein etwa $1^1/_2$ m weiter innen liegender, bereits überdachter Punkt. In den letzten Monaten habe ich am gleichen Platze ergänzende Messungen vorgenommen.

302 Einzelmessungen an einem Standorte (c), der noch etwa 1 m weiter innen liegt als (b), ergaben $q = 1{,}034$. Gleichzeitig mit den Zerstreuungsmessungen wurden nach einer etwas primitiven Methode angenäherte Werte des Potentialgefälles in willkürlichen Einheiten ausgeführt. (Der Mittelwert der Feldintensität F, also beiläufig dem Werte 100 Volt/m entsprechend, ist 4 bis 5 solcher Einheiten.)

Nach Werten der Feldintensität geordnet, erhält man:

F . .	negativ	0 bis 2,0	2,5 bis 4,0	4,5 bis 6,0	6,5 bis 8,0	$>8{,}0$
q . .	0,72	0,97	$1{,}02_4$	1,06	1,07	1,14
n . .	(13)	(26)	(91)	(119)	(27)	(26)

36 dieser Messungen wurden verbunden mit unmittelbar vorher oder nachher ausgeführten Messungen an einem Standorte (p), der vertikal unterhalb von (c) in der analog liegenden e b e n e r d i g e n Veranda liegt. Es ergab sich für diese Beobachtungen:

(c) . . . $a_- = 55{,}9$ Promille pro Min. $a_+ = 53{,}6$ $q = 1{,}04_6$
(p) . . . $a_- = 56{,}6$ Promille pro Min. $a_+ = 56{,}6$ $q = 1{,}00_4$

Am geschützten Standorte ist also q nahezu gleich eins; dem Absolutbetrage nach ist am mangelhaft geschützten Orte die

negative Zerstreuung a_- wenig, die positive a_+ beträchtlich gegenüber dem geschützten erniedrigt.

Ordnet man die Werte in (p) in zwei Gruppen nach der Feldintensität, so ergibt sich

$$\text{für } F \leqq 4{,}0 \quad q = 0{,}99_1$$
$$\text{„ } F > 4{,}0 \quad q = 1{,}01_5$$

Der Einfluß des Erdfeldes ist also noch vorhanden, wenn auch stark abgeschwächt.

Endlich wurden 67 Messungen in einem an die Veranda des ersten Stockes [Standorte (a), (b) und (c)] unmittelbar anschließenden Zimmer ausgeführt, der Mittelwert von q beträgt $0{,}97_1$; die Abweichungen der Einzelwerte hiervon sind im allgemeinen gering, nur bei starken Störungen des normalen Potentialgefälles (vor Gewittern u. dgl.) ist auch die Zerstreuung im Zimmer merklich beeinflußt.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß je nach dem Standorte des Apparates die Intensität des elektrischen Feldes der Atmosphäre von größerem oder geringerem Einfluß auf die Beobachtungen der Zerstreuung bzw. Leitfähigkeit ist. An hinreichend geschützten Orten ergibt sich im Mittel $q = 1$ oder noch etwas kleiner; die durch das normale Feld bedingte Überzahl der positiven Ionen in den unteren Schichten der Atmosphäre wird eben durch die größere Beweglichkeit der negativen Ionen im Durchschnitt nahe kompensiert. Daß der Wert $q = 1$ prinzipiell bevorzugt sei, wie Kurz[1]) annimmt, scheint mir nicht beweisbar zu sein. Es soll aber nicht geleugnet werden, daß auch unabhängig von dem Gange des Potentialgefälles ziemlich bedeutende Abweichungen der q-Werte vom Normalen auftreten können, eventuell im Zusammenhange mit bestimmten meteorologischen Vorgängen, z. B. Erhöhung von q durch Ausfällung negativer Ionen bei beginnender Kondensation (Taubildung) u. dgl. Doch ist jedenfalls bei der statistischen Untersuchung solcher Zusammenhänge der Einfluß des Potentialgefälles zuerst zu eliminieren.

---

[1]) K. Kurz, Diss. Gießen 1907.

Optisches und Lichtelektrisches[1]);
von W. Hallwachs.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

Im Anschluß an die bekannten Versuche von ELSTER und GEITEL über die lichtelektrische Empfindlichkeit der Alkalimetalle hat sich vielfach die Meinung gebildet, als ob das sichtbare Licht das eigentliche sei, mit dem man die Alkalimetalle zu lichtelektrischen Erscheinungen bringen könne. Das ist mir von Leuten gesagt worden, welche selbst auf diesem Gebiete anerkannte Arbeiten gemacht haben, sie meinten, im Ultravioletten würden die Alkalimetalle weniger empfindlich sein als im sichtbaren Spektrum, und einer der Herren hat mir eine Arbeit von BRAUN gezeigt, eine Doktorarbeit, wo für Kalium bei etwa 440 $\mu\mu$ ein Maximum der Empfindlichkeit gefunden ist, und wo diese von da nach Violett hin abnimmt. Ebenso hat er für Rubidium ein Maximum im sichtbaren Gebiet gefunden. Wer sich mit diesen Dingen sehr vielfach beschäftigt hat, wird im allgemeinen aber doch wohl zu der Ansicht kommen müssen, daß das eigentliche Gebiet der lichtelektrischen Erscheinungen das Ultraviolett ist, und für mich unterliegt es gar keinem Zweifel, daß wir beim Fortschreiten in das Gebiet der SCHUHMANNschen Strahlen weiter steigende lichtelektrische Wirkungen erhalten werden. Es ist wohl möglich, daß ein sekundäres Maximum im sichtbaren Gebiet sich bildet, aber kein primäres von der Art, daß die Empfindlichkeit im sichtbaren Gebiet hoch wäre und im stark ultravioletten gering; das geht, wie mir scheint, gegen unsere Gesamtkenntnis dieser Erscheinungen.

Der Umstand, daß ich zufällig im Besitz nicht nur einer mir von Herrn Dr. DEMBER ursprünglich zu anderen Zwecken hergestellten Kaliumzelle mit Quarzfenster war, sondern auch

---

[1]) Ausführlichere Veröffentlichung in Abhandlung der Isis (Dresden) 1908/09, Ann. d. Phys. 1909.



von ziemlich fertig dastehenden Anordnungen für die Untersuchung der lichtelektrischen Empfindlichkeit bei spektraler Zerlegung und schließlich einer solchen für die thermoelektrische Ausmessung der Energie der einzelnen verwendeten Linien, veranlaßte mich die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums ins Ultraviolett hinein zu verfolgen. Die Resultate enthält die hier folgende Tabelle:

Wellenlänge	Lichtelektrische Empfindlichkeit	Energie	Spez. lichtelektrische Empfindlichkeit
578	0,032	1,16	0,027
546	0,083	1,69	0,049
436	1,00	1,00	1,00
406	0,79	0,67	1,18
365	2,18	1,19	1,83
313	3,01	0,90	3,34
254	1,98	0,38	5,2
217	3,90	0,55	7,1

Man sieht, daß auch beim Kalium die spezifische lichtelektrische Empfindlichkeit mit wachsendem Ultraviolett steigt. Das Verhalten des Kaliums liefert also in keiner Weise eine Nötigung, unsere Grundanschauungen über die lichtelektrischen Erscheinungen zu ändern. Die Ursache, daß Kalium zu so vielen Mißverständnissen Veranlassung gegeben hat, ist wohl die, daß man sich gescheut hat, die Glaszellen mit einem Quarzfenster zu versehen. Natürlich muß die Untersuchung auch mit Rubidium ausgeführt werden, dafür ist eine Arbeit bereits im Gange. Hinsichtlich der Zahlenwerte möchte ich noch sagen, daß nach hinten die Werte eher noch zu klein sind, da das Licht bei der Kaliumzelle noch durch eine Quarzplatte hindurch mußte, deren mit wachsendem Ultraviolett ja ansteigende Absorption nicht in Abzug gebracht wurde, weil man die Zelle nicht zerstören wollte.

Nun möchte ich noch über etwas anderes reden. Bei derartigen Versuchen und bei ähnlichen muß man verschiedene ultraviolette Lichtsorten auswählen. Wo dies nur als Mittel zum Zweck gebraucht wird, möchte man es natürlich sehr schnell machen. Was zunächst die Lichtquelle betrifft, so wird im allgemeinen eine Quarzquecksilberlampe zu nehmen sein; in ihrer

neuen Form brennt sie ja so konstant, daß man sich, außer für das allerletzte Ultraviolett, schwerlich einer anderen Lichtquelle bedienen wird. Soll nun die Wellenlänge ausgewählt werden, so bleibt zunächst nichts übrig, als ein Spektrometer zu nehmen und zu messen und eventuell zu photographieren, wozu aber der Raum verdunkelbar sein muß. Dies kostet sehr viel Zeit. Es ließe sich viel Mühe sparen, wenn man eine Landkarte des ultravioletten Spektrums der Hg-Quarzlampe machte, damit nicht jeder, der sich neu mit diesen Dingen beschäftigt, wieder erst Wellenlängen messen muß. Ich habe zwar versucht, das auf einem Uranglas entworfene Spektrum mit den guten Photographien von Küch und Retschinski direkt zu vergleichen, konnte aber so keine zweifelfreie Identifizierung erhalten, so daß schließlich doch wieder Spektrometermessungen ausgeführt werden mußten. Zum Vergleich mit der direkten Beobachtung der Fluoreszenzstreifen mit freiem Auge ist der Maßstab jener Photographien viel zu fein. Um eine solche zu ermöglichen, habe ich Aufnahmen auf Entwickelungspapier, und zwar eine Anzahl solcher mit steigenden Expositionszeiten geeignet gefunden. Ein Diapositiv solcher Aufnahmen wollen wir jetzt projizieren. Für das Ultraviolett liefert das Photographieren überhaupt entschiedene Vorteile, da man das Zimmer nicht ganz dunkel zu machen braucht. Die Expositionszeiten sind 1, 2, 4 usw. bis 256 Sekunden. Die vierte Aufnahme liefert etwa das am leichtesten mit der Ansicht auf dem Uranglas vergleichbare Bild. Während die Linien 365, 313 und auch 254 schon nach einer Sekunde kommen, taucht 406 erst nach etwa 16 und 436 gar erst nach 2 bis 4 Minuten auf, woraus übersichtlich erhellt, ein wie bequemes Reagens auf Ultraviolett das Entwickelungspapier bildet.

Ich möchte auch darauf hinweisen, daß die lichtelektrische Wirkung hinsichtlich ihrer Stärke mit diesen photographischen Wirkungen vergleichbare Verteilung liefert; man kann aus der photographischen Aufnahme schon einigermaßen darauf schließen, wo die lichtelektrische Wirkung stark oder schwach sein wird, und in der Tat, dem photographischen Prozeß dürfte ja in erster Linie ein lichtelektrisches Phänomen zugrunde liegen.

Um nun diese Orientierungstafel für die Wellenlängen der Quecksilberlampe auch für die Arbeiten anderer verwertbar zu

machen, ist ein Lichtdruck hergestellt worden, den Sie in den Abhandlungen der naturwissenschaftlichen Gesellschaft „Isis“ (Dresden), Jahrgang 1908/09 sowie demnächst in den „Annalen der Physik“ finden werden. Der Lichtdruck ist zwar nicht sehr schön geworden; wenn Sie das Original vergleichen, eine gleich zu Anfang vom Original gemachte Photographie sowie den Lichtdruck — ich gebe das hier in gemeinsamem Umschlag herum —, so werden Sie sehen, daß sich das Original während des Lichtdruckverfahrens verändert hat, bei großen Expositionszeiten sind die Linien ineinandergelaufen. Immerhin wird der Lichtdruck auch dem, der es zum ersten Male macht, ohne Mühe gestatten, die Linien aus der Ansicht auf dem Uranglas oder eventuell aus einer ja sehr wenig zeitraubenden Aufnahme auf Entwickelungspapier zu identifizieren.

Aber nicht nur im Ultraviolett ist das Identifizieren der Linien meist zeitraubend, auch für das sichtbare Gebiet würden Spektralaufnahmen, welche Farbe und Intensität einigermaßen richtig wiedergeben, sehr wünschenswert sein, viel unerfreuliche Arbeit ersparen. Vielleicht können die hier hängenden bunten Spektraltafeln für das Bogenspektrum von Li, Na, Ba hierbei helfen; entstanden sind sie aus einem anderen Grunde. Beim Versuch mit der Umkehrung der Na-Linien kommt man trotz aller Erörterung mit dogmatischen Meinungen, z. B. daß das Na-Spektrum nur eine Linie habe, in Konflikt. Es treten Fragen auf, ob nicht doch die anderen Linien Verunreinigungen zu verdanken seien. Dem möchte durchschlagend nur zu begegnen sein, wenn neben die verbreiteten Spektraltafeln für den Bunsenbrenner solche Tafeln wie diese, welche Sie hier sehen, aufgehängt werden. Dieselben sind in gemeinsamer Arbeit von den Herren meines Instituts, Prof. M. Töpler, Dr. Wigand, Dr. Dember nach dem Projektionsbild mit einem geradsichtigen Prisma gezeichnet, zur Vervielfältigung eingerichtet (die Tafel ist für 6 ℳ von meinem Institutsmechaniker Berg zu beziehen) und identifiziert worden. Nur solche Linien, welche in einem größeren Hörsaale auf etwa 6 m Entfernung wirklich sichtbar bleiben, wurden aufgenommen. Die Identifizierung, welche ohne eigentliche Messungen nach den vorhandenen Aufnahmen und Tabellen vorgenommen werden sollte, stieß gelegentlich immer wieder auf Zweifel, ich hoffe aber, daß

jetzt alles in Ordnung ist. Die Farben sind meines Erachtens — und Sie bestätigen dies — lebhaft ausgefallen, die verschiedene Breite der Streifen gibt ein brauchbares Bild der Intensitätsverschiedenheiten, die in der Bunsenflamme auftretenden Linien sind etwas länger gemacht.

Von der Tafel hier habe ich einen photographischen Dreifarbendruck in kleinem Maßstab herstellen lassen, der in den nämlichen Zeitschriften wie die Tafel der Hg-Lampe zu finden ist. Ich lasse einige Exemplare zirkulieren.

Eine Verbesserung am Engler-Sievekingschen Apparat zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwassern[1];

von Stefan Meyer und Heinrich Mache.

(Demonstriert in der Ausstellung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 23. September 1909.)

(Vgl. oben S. 418.)

Nach dem Verfahren von C. ENGLER und H. SIEVEKING[2]) wird eine bestimmte Menge des zu untersuchenden Wassers in eine große, durch einen Kautschukpfropfen luftdicht verschlossene Blechflasche gebracht und durch kurzdauerndes, kräftiges Schütteln die im Wasser enthaltene Emanation in den Luftraum der Flasche übergeführt. Dann wird der Pfropfen entfernt, eine mit einem Blattelektrometer verbundene Elektrode eingeführt und so die Flasche selbst als Meßraum benutzt. Doch ist der Apparat in der Form, wie ihn GÜNTHER & TEGETMEYER in Braunschweig als „Fontaktoskop“ in den Handel bringen für Messungen, die auf die nach der Zirkulationsmethode ELSTER-GEITELS erreichbare Genauigkeit Anspruch machen, nicht geeignet. Zwar wird nach Einführung der Elektrode die Flasche durch das auf ihren Hals aufgesetzte Blattelektrometer wieder verschlossen, doch wird in der Zeit, während welcher die Flasche offen steht, und die Elektrode des erwähnten Apparates eingeführt wird, durch Strömungen ein nicht zu vernachlässigender und ganz unberechenbarer Bruchteil der Emanation verloren gehen, besonders dann, wenn die Flasche erwärmt ist, wie dies bei Untersuchung einer Thermalquelle der Fall sein kann.

---

[1]) Vgl. ZS. f. Instrkde. 29, 65, 1909.
[2]) ZS. f. Elektrochem. 11, 714, 1905.

Die im folgenden geschilderte Konstruktion vermeidet diesen Fehler der ENGLER-SIEVEKINGschen Anordnung und bietet den Vorteil noch rascherer Handhabung.

Ein etwa 15 Liter fassendes zylindrisches Gefäß G aus Zinkblech (Fig. 1) ist mit zwei Hähnen H_1, H_2, einem weiten, dicht verschraubbaren Tubus T, einem Wasserstandszeiger W und einem Ansatzstück N versehen. Der Ansatz N besteht aus einem Rohrstück, das unten eine verstärkte, konisch durchbohrte Platte enthält. In die konische Bohrung paßt dicht ein Messingkonus K_1,

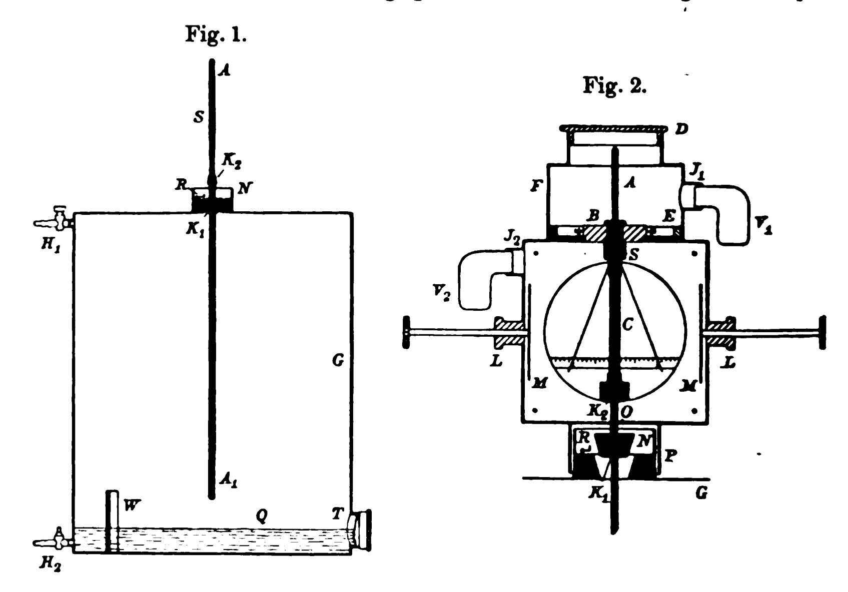


Fig. 1. Fig. 2.

der nach oben und unten Stifte A und A_1 trägt. Der obere Teil A hat bei K_2 eine kleine, konisch nach oben verlaufende Verdickung und ist bei S ein kurzes Stück geschlitzt. Der ganze bei der späteren Messung als Zerstreuungskörper dienende Stift $A A_1$ wird zunächst durch einen kleinen Sperr-Reiber R dicht in der Bohrung festgehalten.

Die Quellprobe Q (etwa 1 Liter) wird bei H_2 oder T unter Offenhaltung von H_1 vorsichtig eingefüllt, am einfachsten mittels eines bei H_2 angebrachten in die Quellprobe reichenden Schlauches eingehebert; dann werden die Hähne geschlossen und das Gefäß kräftig geschüttelt, so daß die Emanation sich im Gleichgewichte

in G verteilt. Tritt dabei (z. B. bei kohlensäurehaltigen Wassern) im Gefäße ein Überdruck ein, so wird durch Öffnen von H_2 und Ausfließenlassen von Wasser in ein Meßgefäß derselbe ausgeglichen.

Hierauf wird der Sperr-Reiber R weggedreht und das Elektroskop (Fig. 2) mittels eines an N dicht anschließenden Rohransatzstückes P aufgesetzt. Dabei tritt der Stift A durch den durchbohrten Blättchenträger C des Elektroskops. Dann wird der Stift A nach Öffnung des Deckels D in die Höhe gezogen, bis der Konus K_2 dicht in der entsprechenden Erweiterung des Endes des Blättchenträgers anliegt. Stift A paßt genau in die Bohrung des Blättchenträgers und wird durch die Federung des bei S angebrachten Schlitzes vollkommen sicher festgehalten.

Schließlich wird der Zerstreuungskörper bei A mit einer ZAMBONIschen Säule geladen und der Strom bei aufgesetztem Deckel D in der üblichen Weise aus der Kapazität des Apparates und der Geschwindigkeit des Potentialabfalles bestimmt.

Der erhaltene Wert ist um einen Betrag zu erhöhen, der dem im Wasser verbliebenen Emanationsrest entspricht, hingegen um den Teilbetrag, welcher der natürlichen Zerstreuung und der Induktion entspricht, zu vermindern.

Das hier verwendete Elektroskop unterscheidet sich von den bekannten Formen, wie sie z. B. GÜNTHER & TEGETMEYER liefern, wesentlich durch den durchbohrten Blättchenträger. Die Bernsteinisolation B befindet sich am oberen Ende des letzteren; sie wird durch den Ring E und entsprechende Schräubchen gehalten, und über ihr befindet sich der vom Deckel D geschlossene kurze Schutzzylinder F, der noch bei J_1 einen Ansatz mit einsetzbarer gläserner Natrium-Trockenvorlage V_1 enthält. Zur Trockenhaltung der unteren Bernsteinfläche ist am Elektroskopgehäuse ein analoger Ansatz $J_2 V_2$ angebracht.

Der Boden des Elektroskopgehäuses hat bei O eine Kreisöffnung, die zur Vermeidung von Luftzirkulation klein gehalten ist.

Es wurde Wert darauf gelegt, den Apparat tunlichst luftdicht zu gestalten, zu welchem Zwecke nicht nur P gut über N passen muß, sondern auch die Schieber der Blättchen-Schutzbacken M bei L durch kleine Stopfbüchsen geführt sind, das Elektroskopgehäuse gut verschraubt (eventuell mit Paraffin an den Fugen



verschmolzen) wird und die Glasfenster in die Messingdeckplatten eingelassen und eingekittet sind.

Bei den gewählten Maßen beträgt die Kapazität der Meßanordnung etwa 12 cm.

Für den Transport sind für die Öffnungen bei J_1 J_2 und P noch kleine Deckel ähnlich D beigegeben.

Das Instrument wird von der Firma GÜNTHER & TEGETMEYER in Braunschweig geliefert.

Röntgenaufnahmen in kurzen Zeiten;
von Friedrich Dessauer.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 418.)

Kürzlich wurde von medizinischer Seite das Problem aufgestellt, Röntgenaufnahmen in etwa $^1/_{100}$ Sekunde zu machen. Das Problem hat für die Medizin eine große Bedeutung. Von der Herzpulsation und der Pulsation des arteriellen Systems gehen rhythmische Stöße aus, welche zahlreiche Organteile des menschlichen Körpers, insbesondere die Brust und Baucheingeweide in leichte Vibrationen versetzen. Diese Vibrationen verhindern die Möglichkeit, die Strukturen dieser Organe im Röntgenbilde darzustellen in vielen Fällen. Könnte man die Expositionszeit so abkürzen, daß sie in bezug auf die Dauer einer Pulsation sehr klein würde, so wäre dadurch die diagnostische Möglichkeit des Verfahrens vermehrt.

Die Amplitude der Schwingung beträgt beim Herzen etwa 10 mm pro halbe Sekunde, bei anderen Organen geht sie bis auf einen winzigen Bruchteil eines Millimeters zurück, je nachdem sie im Körper so befestigt sind, daß sie die Schwingung mehr oder weniger mitmachen können bzw. sie dämpfen. Dementsprechend nahm ich die Expositionszeit, während deren Röntgenstrahlen das betreffende Organ darstellen sollten, mit etwa $^1/_{100}$ Sekunde an.

Es gibt zwei Wege zur Lösung des Problems. Entweder die Belastung einer Röhre mit außerordentlicher Wucht und die Betätigung eines undurchlässigen Momentverschlusses nach Art der Photographie-Momentverschlüsse, oder ein Verfahren, das die Röhre eben während der Dauer von etwa $^1/_{100}$ Sekunde mit außerordentlicher Helligkeit aufleuchten läßt.

Zunächst ließ ich mir von den Veifa-Werken in Aschaffenburg und Frankfurt a. M. ein Induktorium besonderer Art bauen, dessen magnetische Dimension sehr groß war, so daß es in der üblichen Schaltung mit einem entsprechenden Kondensator an der

Unterbrechungsstelle einen Stromstoß von $^1/_{200}$ bis $^1/_{60}$ Sekunde Dauer durch eine mittelharte Röntgenröhre lieferte. Die Zeitdauer dieses Aufleuchtens der Röntgenröhre wurde wie folgt gemessen: Auf der Peripherie einer Kreisscheibe vom Umfang $2 r \pi$ cm, welche mit einer konstanten, genau ablesbaren Umdrehungsgeschwindigkeit n rotierte, war ein in schwarzes Papier eingehülltes Filmband befestigt. Vor dem Ganzen stand ein Bleiblech mit einem 1 mm breiten Schlitz, durch welchen die X-Strahlen auf den vorbeilaufenden Film fielen. Wenn die Breite des Schlitzes zu vernachlässigen ist, wie das hier der Fall war, so ergibt sich für die Zeit t_x der Belichtungsdauer: $t_x = \frac{l}{2 \pi r n}$ Sekunden, wo l die Breite des nach der Entwickelung sichtbaren Bandes. Um die außerordentliche Entladungswucht des Schlages zu erhalten, die zu dem genannten Zwecke notwendig war, mußte ich eine zuverlässige und stark beschleunigte Unterbrechung des Primärstromes herbeiführen. Zunächst baute ich mir eine Maschine, durch die ich unter Petroleum oder Alkohol einen Metallstift mit sehr großer Geschwindigkeit aus Quecksilber herausreißen konnte. Dieses Verfahren hat aber durch die Tropfenbildung des Quecksilbers eine Grenze, da mit wachsender Geschwindigkeit die Aspiration des Quecksilbertropfens zunimmt und die Resultate ganz ungleichmäßig ausfallen. Ich besann mich daher auf einen anderen Vorgang, der eine große Beschleunigung der Stromzerreißung bewirken könnte, und kam auf den Gedanken, eine kleine Explosion zu diesem Zweck herbeizuführen.

Ein genau kalibrierter Metallfaden wurde mit einer dicken Hülle eines Feuchtigkeit haltenden Materials (Gemische von Gips, Ton, Schmirgel u. dgl.) umhüllt und in den Stromkreis des Induktoriums geschaltet. Beim Einschalten des Stromes bildet sich um den bis zur Schmelztemperatur überhitzten Faden Wasserdampf, dessen Druck rasch steigt und der nach kurzer Zeit mit einer lebhaften Detonation den Schmelzkörper zum Zerfliegen bringt. Die feinen Staubteilchen der zerplatzenden Schmelzpatrone löschen den Selbstinduktionsfunken, und ich bekam in der Sekundärspule Induktionsstöße, wie sie wohl in dieser Stärke bis jetzt noch nicht gesehen worden sind. Das Flammenband überbrückt eine Distanz von 40 bis 50 cm. Der Ausschlag elektromagnetischer,

durch Öldämpfung aperiodisierter Milliamperemeter ging jeweils über die Skala hinaus, obwohl mir solche bis 200 Milliampere zur Verfügung standen. Die Röhre blitzt hell auf, und die auf diese Weise gewonnenen Aufnahmen, insbesondere des Brustkorbes, zeigten eine wie mit spitzem Bleistift gezogene Herzgrenze, desgleichen eine Fülle von Struktur des bronchialen Gewebes und der Lunge.

Deutlich erkennt man auf dem zur Messung der Zeit, wie oben geschildert, hergestellten Film den geschichteten Charakter des Intensitätsstoßes. Man kann je nach Umständen zwei, fünf bis zehn und darüber durch vollständig lichtlose Zonen unterteilte Intensitätsstöße bemerken.

Das Verfahren hat für die medizinische Anwendung der Röntgenologie eine große Bedeutung insofern, als die sämtlichen Vorbereitungen zur Ruhigstellung des Patienten und der ganze komplizierte Mechanismus der Unterbrechungsvorrichtungen in Wegfall kommen. Mit diesem Verfahren stellten P. H. Eijkman und ich die Röntgenkinematographie des schlagenden menschlichen Herzens her, die über jede einzelne Phase der Herzbewegung deutlich Aufschluß gibt.



Über die Radioaktivität der Mineralquellen;
von E. Ebler.

(Vorgetragen in der Sitzung der chemischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 418.)

Bald nach der Entdeckung der ersten radioaktiven Substanzen nahmen neben den direkt an der Erforschung dieser Stoffe beteiligten Wissenschaften Chemie und Physik auch die Geologie und die Medizin lebhaften und tätigen Anteil an dem Fortgang dieses neuesten Wissensgebietes.

Die Geologie, weil es sich ja bei den radioaktiven Substanzen nicht um künstliche Produkte, sondern um mineralogische und petrographische Vorkommnisse handelt, die für die Geologie noch erhöhtes Interesse gewannen, als sich an diese Stoffe wegen ihrer zum Teil einzigartig dastehenden chemischen und physikalischen Eigenschaften erfolgreiche Betrachtungen über das Alter von Gesteinen, und das Alter sowie den Wärmehaushalt der Erde knüpfen ließen.

Die medizinische Wissenschaft nahm ein erhöhtes Interesse an dem Fortschritt unserer Kenntnisse auf dem Gebiete der Radioaktivität, weil sich ihr neben der Verwendung einzelner konzentrierter radioaktiver Stoffe zu Bestrahlungszwecken, in der in vielen Fällen nachgewiesenen Radioaktivität seit langen Zeiten als Heilquellen bekannter natürlicher Wässer eine einfache Erklärung für die Heilkraft dieser Quellen zu bieten schien, zumal viele derselben, die sogenannten „Akratopegen“ und „Akratothermen“ verhältnismäßig arm an chemischen Bestandteilen sind, denen man sonst eine spezifische Wirkung zuzuschreiben geneigt ist. Zudem gab die Annahme der kurzlebigen radioaktiven Emanationen als wirksame Heilfaktoren eine einfache Erklärung für die Tatsache ab, daß viele dieser Quellwässer ihre heilkräftige Wirkung nur beim unmittelbaren Gebrauche an der Quelle selbst auszuüben vermögen, dieselbe aber beim Aufbewahren und Versenden der Wässer in kurzer Zeit einbüßen. Es hat sich daher

auf diesem Gebiete eine fieberhafte Tätigkeit entfaltet, die, wissenschaftliche Genauigkeit hinter die Reklame setzend, nicht in allen Fällen der Wissenschaft zum Segen gereichte. Wohl verfügen wir, dank der klassischen Untersuchungen von ELSTER, GEITEL, CURIE, LABORDE, MACHE, ENGLER und SIEVEKING, SCHMIDT und anderen Forschern über eine Anzahl wohl ausgearbeiteter und exakter Methoden zur Bestimmung der Radioaktivität, sowohl fester Stoffe, als auch von Flüssigkeiten in absolutem, elektrischem und daher allgemein vergleichbarem Maße, und auf Grund dieser Methoden ist seither von vielen Forschern ein großes und exaktes Zahlenmaterial über die Radioaktivität von Gesteinen und Quellen angesammelt worden. Aber trotz alledem ist die geologische Grundfrage: „Welches ist der allgemeine Zusammenhang zwischen der geologischen Natur und der Radioaktivität der Gesteine und der Quellen?“, und die medizinische Grundfrage: „Welches ist der allgemeine Zusammenhang zwischen der Heilwirkung und der Radioaktivität der Quellen?“ vollkommen ungelöst. Denn selbst die große Zahl der bis jetzt schon vorliegenden exakten Messungen gestatteten trotz allen auf diese Frage angewandten Scharfsinns keinerlei Schlüsse auf allgemeine Zusammenhänge, sondern führten nur zu dem a priori ja zu erwartenden Teilergebnis, daß zwischen der Aktivität einer Quelle oder einer Gruppe von Quellen und der Aktivität der die Quellwege bildenden Gesteine ein Zusammenhang besteht derart, daß je nach der lösenden Wirkung des Quellwassers (wofür die chemische Zusammensetzung, die Temperatur des Wassers und die Natur der Gesteine die wesentlichsten Kriterien abgeben) bestimmte radioaktive Bestandteile aus dem Material der Quellwege herausgelöst werden.

Jedoch wirken selbst bei diesem verhältnismäßig einfachen Vorgange mancherlei Erscheinungen komplizierend mit und verdecken die wirklichen Zusammenhänge derart, daß einige Forscher sogar die Ansicht ausgesprochen haben, es bestehe zwischen geologischer Natur und der Radioaktivität der Gesteine und der Mineralquellen gar kein Zusammenhang.

Nachdem die in den allerersten Zeiten der Erforschung der Radioaktivität der Gesteine und Quellen ausgesprochene Ansicht, daß im Erdinnern größere Radiummengen lagerten, und daß daher naturgemäß die aus großer Tiefe stammenden Quellen eine erheb-

liche Radioaktivität besitzen müßten, fallen gelassen wurde, blieb im allgemeinen doch die Ansicht bestehen, daß die Thermen stärker radioaktiv seien als die kalten Quellen.

Aber es gibt von dieser Regel, wie z. B. die Thermen von Aachen und der Kochbrunnen in Wiesbaden zeigen, weit abweichende Ausnahmen, die wahrnehmen lassen, daß hier keine allgemeine Gesetzmäßigkeit liegt. Die sicher aus großer Tiefe stammenden Produkte der Vesuveruption vom April 1905 zeigten ebenfalls einen so unerheblichen Grad von Radioaktivität, daß sich die Anschauung der Anhäufung radioaktiver Materie in großen Tiefen nicht halten läßt. Endlich haben die namentlich von v. d. Borne, Eve, Joly, Schlund und Moore, Strutt und anderen Forschern durchgeführten Untersuchungen eruptiver Gesteine gezeigt, daß solche zwar nie inaktiv, aber auch nie in besonderem Maße erheblich radioaktiv sind und im übrigen zwischen den verschiedenen Gruppen eruptiver Gesteine starke Differenzen in den Werten der Radioaktivität bestehen.

Diese Unstimmigkeiten rühren meiner Ansicht nach daher, daß man die Radioaktivität noch zu viel als physikalische Zustandseigenschaft auffaßt und als solche mißt, während sie doch in Wirklichkeit eine typisch chemische Eigenschaft ist.

Es ist ja schon das Verdienst Becquerels gewesen, für die ersten Radioelemente, das Uranium und das Thorium, nachgewiesen zu haben, daß die Radioaktivität der Uranium- und Thoriumverbindungen eine von der vorherigen Belichtung und der Fluoreszenz mancher dieser Verbindungen und überhaupt von deren physikalischem Zustand vollkommen unabhängige, chemische, ihrer Art und Stärke nach untrennbar mit dem Atome Uranium bzw. Thorium verbundene Eigenschaft ist, derart, daß jedes Gemisch und jede Verbindung, die Uran oder Thor enthält, eine dem Uranium- bzw. dem Thoriumgehalt proportionale Radioaktivität besitzt. Dieses Gesetz führte weiter, gelegentlich der Untersuchung der abnorm stark radioaktiven Uranmineralien, zur Entdeckung des Radiums und der übrigen bis jetzt bekannt gewordenen radioaktiven Elemente, für die alle jenes Fundamentalgesetz gilt, daß die Intensität der Radioaktivität proportional der Menge des radioaktiven Elementes ist. Die Erscheinung der Radioaktivität ist danach also nicht, wie man ganz früher annahm, ein physika-

lischer Zustand, den man nach Belieben einem Körper erteilen oder nehmen kann, wie man etwa einen Körper elektrisch oder unelektrisch machen kann, sondern ein Stoff ist in bestimmter Weise „radioaktiv“, wenn bestimmte chemische Elemente von bestimmten chemischen Eigenschaften in bestimmter Menge in ihm enthalten sind. Irgend ein Stoff kann daher die ihm zukommende Eigenschaft der „Radioaktivität“ nur dadurch verlieren, daß er selbst aufhört zu existieren, d. h. sich umwandelt.

Auch die letzte Ursache der Radioaktivität selbst ist nun eine stoffliche, und zwar eine „chemisch-kinetische“, denn wir müssen ein radioaktives Element als solches definieren, das neben allen sonstigen Kriterien eines chemischen Elementes sich in einer „radioaktiven Umwandlung“ befindet [1]).

Und das Wesen einer „radioaktiven Umwandlung“ ist das einer chemischen Reaktion erster Ordnung, mit einer durch nichts wesentlich beeinflußbaren Geschwindigkeitskonstanten. Dieses familienartige Zusammengehören einzelner Gruppen radioaktiver Elemente und die Unbeeinflußbarkeit ihrer Umwandlungen ist es nun, was, neben der rein stofflichen Auffassung der ganzen Erscheinung, der Suche nach einer Gesetzmäßigkeit zwischen geologischer Natur und Radioaktivität der Gesteine und der Quellen zugrunde gelegt werden muß.

Von radioaktiven Elementen, im Sinne der oben gegebenen Definition, sind zurzeit etwa 29 bekannt, die in drei Gruppen (Uran-, Thorium- und Aktiniumabkömmlinge) genetisch zusammengehören, die alle elementare Natur besitzen, die sich wie andere chemische Elemente durch die weitgehendsten Verschiedenheiten in den chemischen Eigenschaften [es sind Unterschiede wie zwischen Edelgasen (die Emanationen) und einem Erdalkalimetall (Radium) vorhanden] unterscheiden und im übrigen durch die Geschwindigkeitskonstanten ihrer radioaktiven Umwandlung und dann auch durch die Art der von ihnen emittierten Strahlen scharf voneinander unterschieden sind.

Die „Radioaktivität“ eines gegebenen Naturproduktes, das zunächst keinem Anreicherungsverfahren ausgesetzt wurde, ist

---

[1]) Über „pseudoradioaktive Substanzen“ siehe bei E. Ebler, ZS. f. angew. Chem. 22, 1633, 1909.



also in den weitaus meisten Fällen eine sehr komplizierte Erscheinung chemischer Zusammensetzung. Und im besonderen kann man für genügend lange gelagerte Naturprodukte, d. h. primäre Gesteine und den aus diesen stammenden Quellen, nach dem eben Gesagten voraussetzen, daß die Ursache ihrer Radioaktivität nicht durch ein radioaktives Element, z. B. Radium oder die Radiumemanation, sondern durch die Angehörigen mindestens einer ganzen radioaktiven Verwandtschaftsreihe bedingt wird, denn wir müssen annehmen, daß sich in solchen genügend lange gelagerten Naturprodukten das radioaktive Umwandlungsgleichgewicht vollständig ausgebildet hat. Da wir uns die radioaktiven Umwandlungsreihen so vorzustellen haben, daß jedes im Verlaufe des selbständigen Zerfalles entstehende Produkt die Tochtersubstanz des vorhergehenden und die Muttersubstanz des nachfolgenden Radioelementes ist, so müssen wir in einem primären Material mit einem Radioelement auch alle anderen zu derselben Reihe gehörigen erwarten, soweit nicht einzelne durch sekundäre Prozesse nachträglich entfernt wurden; aber zu dieser Annahme der nachträglichen Entfernung radioaktiver Bestandteile sind wir bei einem primären Material nur dann berechtigt, wenn es sich um gasförmige radioaktive Elemente handelt, die vermöge der Diffusion entweichen können. Solche gasförmige radioaktive Elemente nennt man bekanntlich radioaktive Emanationen, und davon daß in jeder der drei radioaktiven Umwandlungsfamilien eine solche Emanation vorkommt, rührt es her, daß gerade diese Emanationen im Erdboden, in der Luft und in Quellwässern gelöst, eine weite Verbreitung zeigen, weil sie eben vermöge ihrer gasförmigen Natur allenthalben Gelegenheit haben, von dem ursprünglichen Ort ihrer Entstehung und aus dem Verbande ihrer Radiofamilie hinweg zu diffundieren. Wegen dieser Wanderungsfähigkeit der radioaktiven Emanationen ist gerade die Bestimmung dieser ein denkbar ungünstiges Kriterium zum zahlenmäßigen Nachweise eines Zusammenhangs zwischen geologischer Natur und Radioaktivität, denn ihr Vorhandensein in irgend einem Naturprodukt ist zu sehr an unwesentliche Nebenumstände gebunden. Dazu kommt noch, daß man die in theoretischer Hinsicht der Radiumemanation vollkommen gleichberechtigten Emanationen der Thorium- und der Aktiniumreihe, insbesondere die letztere wegen ihrer Kurzlebigkeit in viel

weniger Fällen überhaupt nachweisen, geschweige denn quantitativ bestimmen kann. Es ist doch z. B. auch ein gewaltiger geologischer und auch balneologischer Unterschied, ob die in einem Quellwasser gelöste Emanation als solche auf dem Diffusionswege in das Quellwasser gelangt ist, oder ob in dem Quellwasser das Salz einer festen radioaktiven Substanz gelöst ist, durch deren fortwährenden radioaktiven Zerfall die Emanation ständig neu erzeugt wird und sich bis zu einem gewissen Maximum im Wasser anreichert. Quellen der letzteren Art zeichnen sich, wenn sie Quellsedimente liefern, durch deren starke Radioaktivität aus, die dann zum Emanationsgehalt des Quellwassers und des Quellgases in keiner zahlenmäßigen Beziehung stehen muß. Der oft vermißte Zusammenhang zwischen der Intensität der Radioaktivität des Quellwassers und der Quellsedimente ist eben derart, daß die Radioaktivität der Quellsedimente durch den Gehalt der Quellwässer an primärer, gelöster, radioaktiver Substanz bedingt wird. Natürlich äußern die Emanationen bei der elektrischen Messung ihre Gegenwart häufig in viel erheblicherem Maße als die oft nur sehr geringfügigen im Wasser gelösten Salze radioaktiver Elemente. Dieser Umstand besagt aber für die quantitativ-chemische Beurteilung nicht etwa, daß die Mengen der im Wasser gelösten radioaktiven Stoffe gegen die Menge der Emanationen zu vernachlässigen sei, denn die auf elektrischem Wege ermittelten Werte der Radioaktivität mehrerer Produkte erlauben, auch wenn die Messungen in absolutes vergleichbares, elektrisches Maß umgerechnet wurden, nur in dem einen Falle einen Vergleich der Mengen der radioaktiven Stoffe, wenn man aus irgend einem Grunde sichere Anhaltspunkte hat, daß die zu vergleichenden Radioaktivitäten auf dem Vorhandensein derselben radioaktiven Elemente beruhen. Dieser Fall wird schon wegen der oben erwähnten genetischen Zusammenhänge zu den Seltenheiten gehören. Aufschluß darüber vermag niemals eine Messung des Ionisationsvermögens allein, in seltenen besonders einfachen Fällen eine Abklingungsmessung oder Bestimmung der α-Strahlenreichweite, sicher dagegen immer eine chemisch-analytische Aufarbeitung des zu untersuchenden Materials, verbunden mit Ionisationsvermögenmessungen und Bestimmung der α-Strahlen-Reichweite der einzelnen Trennungsprodukte zu geben. Es ist also vollständig

unberechtigt und muß zu falschen Ergebnissen führen, wenn man das elektrisch gemessene Ionisationsvermögen eines Gesteines oder eines Quellenproduktes ohne weiteres auf Radium oder Radiumemanation umrechnet. Wegen der balneologischen Wichtigkeit dieser Dinge möchte ich auch erwähnen, daß bei dem oft erwähnten Zusammenhang zwischen Radioaktivität und Heilwirkung die letztere ohne weitere experimentelle Daten einfach dem Emanationsgehalt zugeschrieben wurde. Läßt es sich schon denken, daß bei dem sehr verschiedenen Energiegehalte der drei bekannten Emanationen (Radium-, Thorium- und Aktiniumemanation) nur emanationshaltige Quellen, wenn sie verschiedene Emanationen enthalten, auch verschiedene therapeutische Wirkungen haben, so ist dies erst recht der Fall bei Quellwässern, die neben Emanationen wechselnde Gemische der Salze radioaktiver Elemente in Lösung enthalten. Wenn die medizinische Chemie diese gewaltigen chemischen Verschiedenheiten, die hierbei auftreten können, einfach unter dem Namen „Radioaktivität" zusammen behandelt, so befindet sie sich dabei in einem ähnlichen Zustand, wie zu der Zeit, als man das Antimontrichlorid und die Kuhbutter wegen ihrer äußeren Konsistenz in eine Gruppe von Heilmitteln setzte.

Nun ist aber die gestellte Forderung, um die Natur der Radioaktivität eines vorgelegten Naturproduktes wahrhaft zu ergründen, nämlich die 29 Radioelemente neben einem großen Überschuß einer Anzahl der übrigen chemischen Elemente analytisch-chemisch voneinander zu trennen, eine Aufgabe, die scharf zu lösen uns mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln der analytischen Chemie nicht möglich ist. Abgesehen davon, daß die analytischen Reaktionen vieler der radioaktiven Elemente, von denen wir nur die Kinetik ihres Zerfalls kennen, noch so wenig erforscht sind, daß es bis jetzt noch gar nicht gelungen ist, sie alle von den ihnen ähnlichen gewöhnlichen chemischen Elementen zu trennen, versagen selbst unsere guten analytischen Trennungs- und Erkennungsmethoden in den allermeisten Fällen, wenn es sich um die Bestandteile handelt, die in Mengen unter $^1/_{100}$ Proz. vorhanden sind, denn unsere analytischen Methoden sind nur Annäherungs- und Anreicherungsverfahren. Bei der Radioaktivität handelt es sich aber um Mengen von Stoffen

weit unter der eben angegebenen Grenze, und es müssen erst analytisch-chemische Infinitesimalmethoden gefunden werden, um diese Trennungsprobleme praktisch zu lösen. Da es oft die Erscheinung des „Mitreißens“ ist, die — sonst dem Analytiker nicht erwünscht — die Abscheidung so kleiner Stoffmengen überhaupt erst ermöglicht, hat dieser Zweig der analytischen Chemie von der Kolloidchemie viel zu erwarten.

Aber man kann sich die praktisch chemische Arbeit wesentlich erleichtern, wenn man nur diejenigen der Radioelemente in Betracht zieht, die in primären Naturprodukten, die keinem Anreicherungsverfahren ausgesetzt wurden, überhaupt in größerer Menge zu erwarten sind, und das sind naturgemäß diejenigen Radioelemente, die eine lange Lebensdauer haben, während die kurzlebigen keine Gelegenheit haben, sich in größerer Menge anzureichern. Betrachten wir nun die radioaktiven Zerfallsreihen und die Lebensdauer ihrer einzelnen Angehörigen, so finden wir, daß außer den Anfangsgliedern der Reihen (Uranium, Thorium und Aktinium) in der Uraniumreihe sich nur das Ionium, das Radium, das Radium D (Radioblei) und Radium F (Polonium), in der Thoriumreihe das Mesothorium 1 und das Radiothorium und in der Aktiniumreihe kein Tochterprodukt durch lange Lebensdauer auszeichnet. So ist es auch ganz naturgemäß, daß die eben gegebene Auswahl von Radioelementen gerade diejenigen getroffen hat, die zuerst bei Untersuchungen von Mineralien und Quellwässern gefunden wurden, während die Existenz der übrigen, der kurzlebigen Radioelemente zumeist durch Abklingungsmessungen oder an der Inhomogenität ihrer Strahlungen festgestellt wurde. Immerhin ist die noch übrigbleibende Aufgabe der analytischen Trennung äußerst geringer Mengen von Uranium, Ionium, Radium, Radioblei, Polonium, Thorium, Mesothorium 1, Radiothorium und Aktinium neben einem großen Überschuß inaktiver Materie ein sehr schwieriges analytisch-chemisches Problem, aber es läßt sich wenigstens einigermaßen lösen, wenn man das übliche analytische Schwefelwasserstoffverfahren abändert. Man kann dann neben einer größeren Schärfe der Trennungen den Hauptvorteil erreichen, daß die verschiedenen Radioelemente in verschiedene analytische Hauptgruppen kommen, so daß man nicht nötig hat, viele Untertrennungen innerhalb der analytischen Haupt-

gruppen auszuführen[1]). Naturgemäß nimmt eine derartig durchgeführte Untersuchung der Radioaktivität einer einzigen Quelle mehr Zeit in Anspruch, als die Emanationsbestimmungen von Hunderten von Quellen; aber nach dem bis jetzt Gesagten kann man eben nur auf diese Weise die Radioaktivität wirklich ergründen.

Bei der analytischen Behandlung von Gesteinen kann man sich die chemisch-analytische Behandlung noch dadurch erleichtern, daß man vor Beginn der eigentlichen chemischen Arbeit die verschiedenen mineralogischen Bestandteile der Gesteine auf mechanischem Wege durch schwere Flüssigkeiten trennt. Neben dem Vorteil, daß man nun auf jeden der einzelnen Mineralbestandteile das für ihn geeignetste Aufschlußverfahren anwenden kann, erhält man auch Kenntnis darüber, wie sich die Gesamtaktivität eines Gesteines auf die verschiedenen mineralogischen Bestandteile verteilt. Über die Art der Verteilung und Gesamtaktivität auf die verschiedenen Radioelemente gibt natürlich diese mechanische Trennung gar keinen Aufschluß, sondern erst die chemische Trennung.

Nachdem ich nun die Frage nach der Radioaktivität eines gegebenen Naturproduktes auf die Frage nach dem Vorhandensein einer bestimmten Art chemischer Elemente zurückgeführt, und auch in aller Kürze die Methode angedeutet habe, in welcher dieses Problem gelöst werden kann, ist nun, bevor ich zu speziellen Versuchsergebnissen übergehe, die weitere sehr wichtige Frage zu beantworten, welche Materialien man nach den eben geschilderten Methoden bearbeiten soll, d. h. bei welchen Gesteinen oder Quellwässern man überhaupt Beziehungen zwischen geologischer Natur und Radioaktivität zu erwarten berechtigt ist. Da die Radioaktivität eine chemische Eigenschaft ist, wie oben gezeigt wurde, und Verschiedenheiten der Radioaktivität nichts anderes sind als Verschiedenheiten in der chemischen Zusammensetzung, so ergibt eine einfache Überlegung, daß wir gesetzmäßige allgemeine Beziehungen zwischen geologischer Natur und Radioaktivität nur bei solchen geologischen Erscheinungen finden können, bei denen über-

---

[1]) E. Ebler, ZS. f. anorg. Chem. 48, 61, 1905 und ZS. f. analyt. Chem. 47, 665, 1908.

haupt eine Beziehung zwischen geologischer Natur und chemischer Zusammensetzung möglich ist. Das sind aber nur die eruptiven Gesteine und die aus diesen auf gesetzmäßigem, dynamischem Wege entstandenen kristallinischen Schiefer. Alles andere, was sich aus den chemischen oder mechanischen Zerstörungsprodukten eruptiver Gesteine nachher wieder bildet, also alle Sedimentgesteine, und die aus diesen durch dynamische Wirkung entstandenen Paragneise können keine allgemeine Beziehung zwischen Radioaktivität und geologischer Natur zeigen, denn was die Flüsse und Bäche zusammenschleppen, kann keinen chemischen Gesetzen unterworfen sein. Die zu erwartenden Gesetzmäßigkeiten müssen also auf die typischen Vertreter der Eruptivgesteine beschränkt sein und sind nur bei diesen überhaupt zu suchen. Dabei wird es einerlei sein, ob die eruptiven Gesteine als Massen-, Gang- oder Ergußgestein auftreten, denn wenn auch durch diese verschiedene geologische Erscheinungsform der Habitus und die mineralogische Zusammensetzung erstarrter Magmen geändert und bedingt wird, so übt diese auf die chemische Zusammensetzung bekanntlich gar keinen Einfluß aus, denn es sind ja dieselben Schmelzflüsse, die nur unter anderen äußeren Bedingungen zur Kristallisation gelangt sind. Wie also z. B. Granite, Granitophyre, Quarzporphyre, Liparite und Orthogneise alle als verschiedene Kristallisationsformen ein und desselben Magmas dieselbe chemische Zusammensetzung zeigen, werden wir bei diesen Gesteinen qualitativ und quantitativ dieselbe Vergesellschaftung radioaktiver Elemente, d. h. identische Radioaktivität finden müssen, was durch das Experiment vollkommen bestätigt wird. Nur muß man auch hier bei vergleichenden Messungen die Emanationen ausschalten, weil eben diese gasförmigen Produkte radioaktiver Umwandlungen je nach der Struktur der Gesteine verschieden leicht okkludiert werden, ein Umstand, der zwar sehr interessant ist, aber natürlich mit einer allgemeinen Gesetzmäßigkeit nichts zu tun hat. Die Gesetze der chemischen Elementarzusammensetzung sind in der ganzen Reihe der eruptiven Gesteine bekanntlich außerordentlich strenge. Nicht nur hat jedes Element bei allen Eruptivgesteinen bestimmte und in vielen Fällen sehr enge Grenzen seines Minimal- und Maximalvorkommens im eruptiven Gestein, sondern die Mengen der einzelnen Elemente beeinflussen sich unter-

einander derart, daß in allen eruptiven Gesteinen die Summe der darin enthaltenen Atome eine konstante Zahl ist.

Für eine große Anzahl chemischer Elemente ist schon die obere Grenze ihrer maximalen Vorkommensmöglichkeit in einem eruptiven Gestein eine so niedrige, daß wir gewohnt sind, diese Elemente in den Analysen eruptiver Gesteine zu vermissen. Das sind nicht etwa sogenannte seltene Elemente, sondern vulgäre Stoffe, wie Blei, Kupfer, Arsen, Wismut u. a. m., die eben in eruptiven Gesteinen meist unter $^1/_{100}$ Proz. vorkommen, so daß sie nicht analytisch bestimmt werden. Diese Elemente fehlen aber nicht etwa gänzlich in eruptiven Gesteinen, denn es gibt doch diese Stoffe, und alles, was es gibt, muß in eruptiven Magmen enthalten sein, denn alles andere entsteht aus präexistierenden Eruptivgesteinen durch mechanische oder chemische Zerstörung dieser. Diese in den Eruptivgesteinen scheinbar fehlenden Elemente treten auch sofort zutage, wenn man nicht, wie üblich, Gramme, sondern Kilogramme eruptiver Gesteine einer exakten chemischen Analyse unterwirft. Es ist nun gerade für unsere Betrachtungen wichtig, daß auch die drei radioaktiven Muttersubstanzen aller anderen radioaktiven Elemente, das Uranium, das Thorium und das Aktinium, zu den Elementen gehören, deren obere Vorkommensgrenze in eruptiven Gesteinen eine sehr niedrige ist, die aber ebenso wie die übrigen nicht analytisch auftretenden Elemente nicht ganz fehlen. Da die Mengen der übrigen radioaktiven Elemente naturgemäß an die vorhandenen Mengen ihrer Muttersubstanzen gebunden sind, so ergibt sich aus dieser Überlegung ohne weiteres, daß eruptive Gesteine niemals erheblich radioaktiv, aber auch niemals ganz inaktiv sein werden, denn es gehört ja zu dem Wesen der Radioaktivität, daß sich analytisch unbestimmbar kleine Mengen bei der Messung mit dem Elektrometer leicht kundgeben. Beruhte doch nur darauf die Möglichkeit, etwa $^1/_{10}$ g Radium in einer Tonne Uranpecherz zu erkennen. Das stete Vorsichgehen radioaktiver Umwandlungen erklärt auch die in sehr vielen Eruptivgesteinen nachgewiesene Okklusion von Gasen, die in vielen Fällen als Angehörige der Edelgasgruppe identifiziert werden konnten, aber oft auch als Stickstoff angegeben werden. Sicher sind viele dieser Gase, die namentlich in älteren Arbeiten für Stickstoff gehalten werden und auch

gehalten werden mußten, kein Stickstoff, sondern Helium. Da in den radioaktiven Umwandlungsreihen jedes α-strahlende Produkt auch Helium abspaltet, ist es ein von der Theorie gefordertes Ergebnis, daß eruptive Gebilde, und zwar sowohl Gesteine, Quellen und Gase, Helium enthalten, und deshalb bietet der auf spektroskopischem Wege ja sehr scharf zu führende Nachweis dieses Edelgases ein wesentliches Kriterium für die Radioaktivität dieser Gebilde.

Was nun die Radioaktivität der Quellen anbelangt, so sind die hierbei in dem oben angegebenen Sinne auszuführenden chemischen Operationen viel einfachere als bei den Gesteinen; denn gerade die eruptiven Gesteine sind außerordentlich schwer lösliche Gebilde, deren chemisch-analytische Behandlung, namentlich bei der für unseren Zweck unbedingt erforderlichen Inangriffnahme größerer Mengen, große analytische Schwierigkeiten bereitet, wohingegen Quellenbestandteile, weil sie leicht löslich sind, auch bei Verwendung größerer Mengen der analytischen Aufarbeitung keine derartigen Schwierigkeiten entgegensetzen. Daher liegen bei Gesteinen noch wenig abgeschlossene Versuchsergebnisse vor, weshalb wir uns in bezug auf diese, dem Thema entsprechend, an die Mineralquellen halten wollen. Auch hier ist natürlich, schon wegen der Umständlichkeit und Zeitdauer einer Untersuchung, die Frage nach der Auswahl der Untersuchungsobjekte, d. h. die Frage, bei welcher Art von Quellen man überhaupt gesetzmäßige Beziehungen erwarten darf, eine sehr wesentliche. Die Antwort lautet darauf, daß die Quellen, bei denen wir allgemeinere Beziehungen, als diejenigen zwischen Quellwegen und Quellwasser, erwarten dürfen, nur die sogenannten „juvenilen“ Quellen sind.

Der Ausdruck „juveniles“ Wasser ist von F. Suess auf der Karlsbader Naturforscherversammlung im Jahre 1902 geprägt worden als Bezeichnung für das Wasser, das sein geologisches Auftreten, sei es als Quelle oder als Fumarole, einer direkten Entgasung magmatischer Massen verdankt. Da wir wissen, daß einerseits die eruptiven Magmen sehr wasserhaltige Emulsionen sind, und andererseits die vollkristallinische Erstarrung der Magmen zu Gesteinen einer fast völligen Entwässerung gleichkommt, so kann man ermessen, wie erhebliche Wassermengen in Form juvenilen Wassers aus den Magmen abgespalten wurden und noch

werden. Im Gegensatz zu den juvenilen Wässern stellt SUESS die „vadosen", als die Wässer, die einmal den Ozeanen, Flüssen oder der Hydrosphäre angehört haben. Der Mehrzahl der wirklich existierenden juvenilen Wässer fehlt naturgemäß die Gelegenheit, zutage zu treten. Wir finden diese Wässer zumeist, oft erst nach Tiefbohrungen, an den großen geologischen Verwerfungsspalten. Es ist klar, daß nur bei den juvenilen Wässern allgemeine Beziehungen möglich sind, während die irgendwo versickerten und anderswo als Quelle wieder zutage tretenden vadosen Wässer ganz von der Natur ihrer zufälligen Quellwege beeinflußt werden. Mithin ist die Erklärung deren Radioaktivität auf die Radioaktivität der Gesteine der Quellwege zurückzuführen, die ihrerseits, wenn es sich um eruptive Gesteine handelt, eine chemisch-geologische Gesetzmäßigkeit zeigen kann. Wegen der Wichtigkeit, die man gerade in neuerer Zeit in Hinsicht auf die Radioaktivität den Thermen zuschreibt, möchte ich noch erwähnen, daß zwar viele juvenile Quellen Thermen, und die meisten vadosen Quellen kalt sind; aber juvenile und vadose Quellen einerseits, und Therme und kalte Quellen andererseits sind nicht gleichbedeutend, denn es gibt sehr viele kalte juvenile und warme vadose Quellen. Zwar ist jede juvenile Quelle ursprünglich am Herde ihrer Entstehung eine Fumarole, aber sie kann so langsam und durch so große Schichten abkühlenden Gesteines zur Erdoberfläche gelangen, daß sie inzwischen völlig abgekühlt ist, und umgekehrt kann ein vadoses kaltes Wasser in erwärmende Erdschichten gelangen und als vadose Therme wieder zutage treten. Das Entscheidende über den juvenilen oder vadosen Charakter eines Quellwassers ist neben dem geologischen Auftreten einer Quelle stets ihre chemische Zusammensetzung. Aus letzterem Grunde müssen uns auch gerade in bezug auf ihre radioaktiven Bestandteile die juvenilen Quellen interessieren. Sie sind, und das liegt ja in der Definition „juvenil", unter solchen Bedingungen (wie Temperatur, Druck und völligen Abschluß der Atmosphärilien) bei der Entgasung der Magmen entstanden, daß sich die ihnen auf diese Weise gegebene Zusammensetzung beim Zutagetreten unter die Bedingungen an der Erdoberfläche nicht mehr halten kann; daher sind es die juvenilen Quellen, die an der Erdoberfläche absedimentieren und, da sie nach allem bis

jetzt Gesagten einige Radioelemente stets enthalten müssen, uns in ihren Sedimenten solide radioaktive Substanzen zutage fördern. Erinnern wir uns doch, daß die Erzgänge, in denen wir oft, wie z. B. in den Uranpecherzlagern von Joachimsthal, radioaktive Stoffe erheblich angereichert finden, nichts anderes sind als einstige im Laufe der Zeiten durch ihre Unbeständigkeit an der Oberfläche zu Erz gewordene juvenile Quellen.

Ich möchte nun kurz die wesentlichsten Versuchsergebnisse mitteilen, die ich insbesondere bei der „Maxquelle von Bad Dürkheim an der Haardt“, einem juvenilen erdmuriatischen Kochsalzsäuerling von einer konstanten Temperatur von 19,5°, erhalten habe. Dafür, daß gerade diese Quelle bei den Untersuchungen bevorzugt wurde, war neben ihrer bequemen Lage zu meinem Wohnsitz in erster Linie maßgebend, daß sie sowohl ihrem geologischen Auftreten nach als auch nach ihrer Zusammensetzung eine typische „juvenile“ ist. Es waren auch die durch die Entdeckung des Rubidiums und Cäsiums in dem Wasser dieser Quelle vor 50 Jahren geknüpften Beziehungen zu unserem Institute hierfür maßgebend, insbesondere weil von Bunsen her noch Anreicherungsprodukte der Alkalibestandteile dieser Quelle vorhanden waren, und ich von Anfang an besonderen Wert auf die radioaktiven Bestandteile der alkalireichen Mutterlaugen dieser Quelle legen zu müssen glaubte. Die Quelle ist, und das ist für die juvenilen typisch, in völliger Unabhängigkeit von den Faktoren der Witterung sowohl in bezug auf ihre physikalischen Konstanten (Temperatur, Schüttungsmenge, spezifisches Gewicht) als auch in ihrer chemischen Zusammensetzung seit ihrer ersten Untersuchung durch Bunsen, also im Laufe eines halben Jahrhunderts, vollkommen konstant geblieben. Die Quelle liegt, und auch das ist für die juvenilen typisch, an einer großen Verwerfungsspalte, genau auf der Rheintalspalte, wo die Rheinebene vom Haardtgebirge scharf abgesunken ist. Gerade auf dieser großen geologischen Verwerfung finden wir ja, wie die Quellen von Niederbronn, Rappoltsweiler, Badenweiler, Baden-Baden und viele andere mehr zeigen, allenthalben die Spuren ehemaliger vulkanischer Tätigkeit.

In völliger Übereinstimmung mit den oben angegebenen allgemeinen Grundsätzen hat nun die Untersuchung dieser Quelle ergeben, daß sie neben einem gar nicht besonders hohen Gehalt

an radioaktiven Emanationen verhältnismäßig reich an gelösten Salzen radioaktiver Elemente ist; da die Quelle als juvenile sich an der Erdoberfläche sofort verändert und reichliche Mengen eines Sedimentes (rund 7000 kg pro Jahr) absetzt, das die Hauptmenge der radioaktiven Elemente enthält, so ist es nicht erstaunlich, daß dieses Sediment stark und dauernd radioaktiv ist. Es ist nun sehr wesentlich, daß das Radioelement, welches die dauernde Radioaktivität dieses Sedimentes bedingt, nicht etwa Radium, sondern der Hauptsache nach Radium D (d. i. das Radioblei) und natürlich dessen langlebiges „Enkel“-Element Radium F (d. i. das Polonium) ist. Von dem Erdalkalimetall „Radium“ ist trotz der erheblichen und dauernden Radioaktivität der Sedimente nichts vorhanden. Nicht die gesamten, die Radioaktivität bedingenden Stoffe gelangen bei dem Absedimentierungsprozeß in das Sediment, sondern ein kleiner Teil bleibt im Wasser gelöst und reichert sich bei der Darstellung der „Mutterlaugen“ in diesen an[1]). Nach Abscheidung kleiner Mengen Blei und Radioblei bleibt auch in diesen von Radioblei und Polonium gereinigten Mutterlaugen eine erhebliche Radioaktivität zurück, von der es nun besonders interessant war, feststellen zu können, daß auch sie nicht an das Radium und überhaupt nicht an einen bekannten radioaktiven Stoff, sondern chemisch an die Alkalimetalle, an denen ja gerade die Dürkheimer Maxquelle die reichste ist, gebunden ist. Die Aktivität der Mutterlaugen beruht im wesentlichen auf dem Gehalte an einer gasförmigen radioaktiven Substanz, also einer Emanation, die sich z. B. durch einen Luftstrom oder durch Wegkochen aus den Mutterlaugen entfernen läßt. Aber nach dieser Entfernung reichert sich allmählich im Verlaufe einiger Tage diese Emanation wieder bis zu dem vorherigen Wert an. Das ursprüngliche, die Emanation erst erzeugende radioaktive Element ist also in Lösung in den Mutterlaugen enthalten, und dadurch, daß es durch seinen Zerfall die Emanation in dem Maße erzeugt, wie diese zerfällt, erteilt diese Substanz trotz ihrer geringfügigen Menge den Mutterlaugen eine dauernde und erhebliche Radioaktivität. Dieses Verhalten, das übrigens nicht auf die Dürk-

[1]) Die „Dürkheimer Mutterlauge“ wird aus den Zusammenläufen mehrerer Quellen hergestellt und ist daher in quantitativer Hinsicht kein einheitlich definiertes Produkt der Maxquelle.

heimer Mutterlaugen beschränkt ist, sondern das in den wesentlichen Zügen auch die Nauheimer und die Kreuznacher Mutterlaugen — in diesen wurde nur die Anwesenheit einer sich regenerierenden Emanation ohne weitere physikalische und chemische Messungen festgestellt — zeigen, scheint mir balneologisch sehr beachtenswert zu sein, denn wir haben in diesen Mutterlaugen leicht erhältliche Quellenprodukte von dauernder und deshalb zu jeder Zeit, auch nach langem Aufbewahren, dosierbarer Radioaktivität.

Die in den Mutterlaugen nach Abscheidung geringer Mengen Radioblei noch enthaltene radioaktive Substanz ist nun, wie gesagt, nicht etwa Radium, sondern verhält sich bei den chemischen Trennungen wie ein Alkalimetall. Daß es eine bis dahin unbekannte radioaktive Substanz sein muß, wird auch durch die Tatsache gestützt, daß die Emanation langsamer als die Radiumemanation und damit langsamer als alle bekannten radioaktiven Emanationen zerfällt, und daß das Abklingen der von ihr erzeugten induzierten Aktivität nach einem Zeitgesetze erfolgt, das verschieden ist von dem Zerfallen der induzierten Aktivität der bekannten Emanation gebenden Radioelemente. Ich neige entgegen der Ansicht einer Anzahl Forscher nicht zu der Anschauung, daß die von den verschiedensten Autoren jetzt wohl sicher nachgewiesene Radioaktivität der Alkalimetalle auf einer spezifischen Radioaktivität der Kalium- und Rubidiumverbindungen beruhe, sondern vertrete die Ansicht, daß es ein sechstes, noch höher atomiges Alkalimetall als das Cäsium gibt, das in spurenhafter Beimischung die Radioaktivität seiner nächsten Verwandten, der übrigen Alkalimetalle, bedingt. Es spricht hierfür auch die schon mehrfach beobachtete Tatsache, daß bei radioaktiven Alkalimetallverbindungen der Quotient aus Radioaktivität und vorhandener Alkalimetallmenge keine konstante Zahl ist, was der Fall sein müßte, wenn dem Kalium oder Rubidium eine spezifische Radioaktivität zukäme. Schon zu Beginn des Jahres 1907 habe ich gerade im Hinblick auf die Beobachtungen an der Dürkheimer Maxquelle darauf hingewiesen [1]), daß die größte Aussicht, jenes höhere Homologe des Cäsiums, das elektropositive Element, dem wir, wenn es überhaupt existiert,

[1]) E. Ebler, Über die Radioaktivität der Maxquelle in Bad Dürkheim a. d. Haardt; Verhandlungen des naturhist. mediz. Vereins zu Heidelberg, N. F., Bd. 9, S. 87 bis 115, 1907.



wegen seiner homologen Stellung zum Radium als Anfangsglied der Radium-Thorium-Uraniumperiode im periodischen System der Elemente radioaktive Eigenschaften zuschreiben müssen, zu finden dort besteht, wo vor einem halben Jahrhundert das Rubidium und Cäsium, seine nächsten Verwandten, gefunden wurden. Auf die Isolierung jener Substanz hinzielende Trennungen, bei denen die Radioaktivität als treuer Führer benutzt wurde, durch Destillation mit gespanntem Wasserdampf und auch durch fraktioniertes Ausfrieren der Alkalibestandteile der Mutterlaugen, haben bis jetzt sehr schlechte Ausbeuten ergeben. Jedoch hoffe ich, daß neuerdings in Angriff genommene Anreicherungsversuche durch fraktionierte Elektrolyse an Quecksilberkathoden mit ganz bestimmten Spannungen ein zufriedenstellenderes Ergebnis haben werden.

Versuchen wir uns nun noch zum Schluß Rechenschaft zu geben über die merkwürdige Kombination der die Radioaktivität dieser Quelle bedingenden Substanzen: Emanationen, Radioblei und radioaktives Alkalimetall, bei völliger Abwesenheit des Radiums selbst. Eine kurze Würdigung des sonstigen chemischen Verhaltens dieses Quellwassers gibt uns Aufschluß und zeigt allgemeine Gesetzmäßigkeiten in bezug auf juvenile Quellen. Die Quelle enthält Arsen und Eisen, aber in dem merkwürdigen Verhältnis, daß auf ein Ferro-Ion 5,3 (AsO_3)-Ionen kommen, und ferner enthält das Quellwasser so viel Kieselsäure gelöst, daß das aus dem klaren Wasser sich bildende Quellsediment 50 Proz. Kieselsäure enthält; bei den gewaltigen hier in Betracht kommenden Sedimentmengen bedeutet dies, daß sich pro Tag 10 kg Kieselsäure aus dem klaren Wasser abscheiden. Diese Zahlen zeigen uns deutlich, daß der Arsen-Eisengehalt des Wassers nicht etwa durch Auslaugung von Arsenkiesen und der Kieselsäuregehalt nicht durch Auslaugung von quarzreichen Gesteinen gewonnen wurde. Sie lassen uns vielmehr deutlich ersehen, daß diese juvenile Quelle am ursprünglichen Orte ihres Entstehens eine trockene Fumarole ist, die Halogenarsen-, Halogeneisen- und Halogensiliciumdämpfe enthält. Wo dann an Stellen niedriger Temperatur diese Fumarole naß wird, d. h. sich verflüssigt, werden die genannten Halogenverbindungen naturgemäß hydrolytisch gespalten werden, unter Bildung von arseniger Säure, Kieselsäure und Eisensalzen. Nur so erklären sich die oben gegebenen Zahlen. Auch der hohe

Gehalt an hochatomigen Alkalimetallen, der ja das Charakteristische dieser Quelle ist, findet so eine plausible Erklärung, denn die Flüchtigkeit der Halogenverbindung der Alkalimetalle steigt innerhalb der Alkalimetallgruppe mit steigendem Atomgewicht des Alkalimetalls. Beobachten wir doch an Gesteinen, insbesondere bei Graniten, daß da, wo sie durch Fumarolentätigkeit pegmatitisch werden, der allgemeine Alkalimetallgehalt steigt und der relative Gehalt an schwereren Alkalimetallen zunimmt. Da für eine juvenile Quelle die hauptsächlichste Gelegenheit zur Mitnahme radioaktiver Substanzen am Herde ihrer Entstehung gegeben ist, so ist klar, daß eine solche trockene Fumarole nur diejenigen radioaktiven Stoffe mitnehmen kann, die flüchtig sind. Das sind natürlich zunächst die Emanationen, dann die Haloide des Radiobleies und Poloniums, die ja den Bleihaloiden und Wismuthaloiden ähnlich sind. Dagegen wissen wir, daß die Haloide des Radiums, ebenso wie die Haloide des Baryums viel schwerer flüchtig sind. Und von dem sechsten radioaktiven Alkalimetall müssen wir annehmen, daß seine Halogenverbindungen noch flüchtiger sind als die des Cäsiums. Die der „Dürkheimer Maxquelle" geologisch und chemisch nicht unähnlichen „Kreuznacher Quellen" unterscheiden sich von der erstgenannten, daß sie auch noch Radium enthalten. Dies spricht dafür, wenn man den Gehalt an Radium nicht durch nachträgliche Aufnahme aus dem Material der Quellwege erklären will, daß die Kreuznacher juvenilen Quellen, je nach Druck und Temperaturbedingungen, sich früher zu Flüssigkeit verdichtet haben. In Übereinstimmung damit steht auch die Tatsache, daß die Kreuznacher Quellen bei weitem nicht die vorhin erwähnten Mengen Kieselsäure enthalten und auch frei von dem für eine juvenile Quelle typisch-pneumatolytischen Bestandteil Arsen sind. Auch der Baryumgehalt der Kreuznacher und die Baryumfreiheit der Dürkheimer Quelle stützt diese Anschauung.

Wir sehen auf jeden Fall an dem Beispiel dieser geologisch und chemisch so nahe verwandten Quellen, wie verschiedenartig die Radioaktivität in Beziehung auf ihre feinere chemische Zusammensetzung sein kann.

Gültigkeitsgrenzen des Ostwaldschen Verdünnungsgesetzes;

von R. Wegscheider.

(Vorgetragen in der Sitzung der chemischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 419.)

In dem Lehrgebäude der Thermodynamik verdünnter Lösungen bilden die Abweichungen der starken Elektrolyte vom OSTWALDschen Verdünnungsgesetz eine störende Ausnahme. Die wahrscheinlichste Erklärung für diese Abweichung ist die, daß Elektrolytlösungen schon in ziemlicher Verdünnung eine Bedingung nicht genügend erfüllen, welche für die Gültigkeit der Gesetze der verdünnten Lösungen erforderlich ist, nämlich die, daß die gelösten Molekeln untereinander keine erheblichen Wechselwirkungen ausüben. Diese Annahme ist wahrscheinlich, weil zwischen den Ionen vermöge ihrer starken elektrischen Ladungen viel stärkere Wechselwirkungen stattfinden müssen als zwischen neutralen Molekeln. Wenn aber diese Auffassung richtig ist, müssen die Abweichungen vom OSTWALDschen Verdünnungsgesetz nicht eine spezifische Eigenschaft der starken Elektrolyte sein, sondern bei allen Elektrolyten von einer bestimmten Ionenkonzentration aufwärts merkbar werden; sie müssen ferner auch bei starken Elektrolyten in großer Verdünnung verschwinden. Die vorliegenden Beobachtungen an anorganischen und organischen Säuren sowie organischen Basen zeigen in der Tat, daß bei binären Elektrolyten mit einwertigen Ionen stärkere Abweichungen vom Verdünnungsgesetz in demselben Sinne wie bei Salzen von einer Ionenkonzentration von ungefähr 0,03 Molen im Liter aufwärts auftreten, unabhängig von der Natur des Elektrolyten. Einzelne Ausnahmen lassen sich durch Überlagerung anderer Einflüsse erklären. Anderer-

seits läßt sich für die Salze wahrscheinlich machen, daß auch bei ihnen das Verdünnungsgesetz bis zu einer Ionenkonzentration von mindestens 0,01 Mol im Liter annähernd zutrifft. Allerdings müssen dann die Leitfähigkeiten bei unendlicher Verdünnung anders gewählt werden, als es von KOHLRAUSCH geschehen ist. Somit scheinen die Elektrolyte von den Gesetzen der verdünnten Lösungen nur so weit abzuweichen, als es mit Rücksicht auf die Natur der Ionen von vornherein zu erwarten war.

Die antiken Hypothesen über das Wesen der physikalischen Grundkräfte;

von Arthur Erich Haas.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geschichte der Medizin und der Naturwissenschaften der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 20. September 1909.)

(Vgl. oben S. 419.)

Der Vortragende brachte eine Übersicht über die mannigfachen Theorien, durch die die Naturforscher des Altertums die Grunderscheinungen der verschiedenen Zweige der Physik zu erklären versuchten.

Die Bewegungen teilten die Alten in natürliche, die durch die Gravitation hervorgerufen werden, und in erzwungene ein, die nicht nur zu ihrer Entstehung, sondern auch zu ihrer Fortdauer einen Aufwand an Kraft erfordern. ARISTOTELES und die meisten der antiken Physiker nahmen an, daß jedem Grundstoffe eine bestimmte Region des Weltalls entspreche, daß also die natürliche Bewegung sowohl nach unten als auch nach oben gerichtet sein könne. STRATON und die Atomistiker ließen nur die nach unten gerichtete Bewegung als natürlich gelten, während PLATON die Schwere als das Streben des Teiles zum verwandten Ganzen auffaßte.

Im Schalle erkannten die meisten Forscher des Altertums eine Erschütterung der Luft, während sie über das Wesen der thermischen Erscheinungen nur sehr unbestimmte Vorstellungen hatten. Die Anziehungskraft des Magnetes und des Bernsteins suchten die antiken Physiker entweder durch die Unmöglichkeit eines leeren Raumes zu begründen oder durch Zuhilfenahme panpsychistischer Vorstellungen zu erklären.

Eine große Mannigfaltigkeit wiesen die optischen Theorien auf. Die Pythagoreer und die geometrischen Optiker nahmen an, daß aus der Pupille sogenannte Sehstrahlen auf die Gegenstände strömen und sie dadurch dem Auge sichtbar machen. EPIKUR glaubte, daß sich Abbilder von der Oberfläche sämtlicher Körper nach allen Richtungen hin loslösen und beim

Eindringen in unser Auge die Gesichtsempfindung des Objektes entstehen lassen. DEMOKRIT ließ in das Auge nur den Abdruck gelangen, den das sich ablösende Bild in der Luft erzeuge. PLATON verschmolz die Theorien der Sehstrahlen und der Abbilder zu der Lehre von der Zusammenstrahlung oder Synaugie. ARISTOTELES lehrte eine Einwirkung der Farben des Objektes auf das Auge vermittelst eines dazwischen liegenden Mediums. Die Stoiker erblickten die Ursache des Sehens in einer vom Auge bewirkten Anspannung der Luft, während die Neuplatoniker die Gesichtsempfindung auf eine unvermittelte Fernwirkung der menschlichen Seele zurückführten.

In den antiken Hypothesen über das Wesen der physikalischen Grundkräfte äußerte sich zuerst das Bestreben, den Zusammenhang verschiedenartiger Naturerscheinungen zu erfassen, und hierin liegt der hohe geschichtliche Wert dieser Spekulationen und ihre grundlegende Bedeutung für die Entwickelung der Physik.

Die stereoskopische Photographie des Augenhintergrundes;

von Walther Thorner.

(Vorgetragen in der Abteilung Augenheilkunde der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 419.)

Die Erfindung des Augenspiegels durch v. HELMHOLTZ im Jahre 1850 hatte die Möglichkeit gegeben, den Hintergrund des menschlichen Auges und die auf ihm verlaufenden Blutgefäße und Nerven in vollster Deutlichkeit beim Lebenden zu sehen, und Erkrankungen derselben festzustellen. Die Photographie des Augeninnern gelang jedoch nicht, weil der HELMHOLTZsche Augenspiegel stets nur ein sehr kleines Gesichtsfeld, das von Reflexen

überdeckt ist, zeigt, und nur die Geschicklichkeit des Untersuchers sich erst nacheinander die einzelnen Teile des Augenhintergrundes zu Gesicht bringen muß. Die Photographie des Augeninnern wurde erst möglich, als ein Instrument konstruiert wurde, das es gestattet, auf einmal den ganzen Augenhintergrund ohne Reflexe zu überblicken. Dieses Instrument, der sogenannte reflexlose Augenspiegel, wurde vor zehn Jahren vom Vortragenden konstruiert, und mittels desselben Photographien unter Verwendung von Magnesiumblitzlicht angefertigt, deren Herstellung allmählich immer mehr verbessert wurde, so daß dieselben nunmehr ein vollkommen scharfes Abbild des Augeninnern in fünffacher Linearvergrößerung direkt ergeben. Neuerdings ist es nun dem Vortragenden auch möglich geworden, stereoskopische Photographien des Augeninnern zu erhalten. Die Methode, die angewandt wird, ist die, daß das eine Bild durch die rechte, das andere durch die linke Hälfte der durch Homatropin erweiterten Pupille gewonnen wird. Der zu diesem Zwecke umkehrbare Apparat ist von der Firma FRANZ SCHMIDT u. HAENSCH zu Berlin gebaut. Beide Bilder zusammen ergeben einen deutlichen stereoskopischen Effekt. Da es sonst nicht möglich ist, Niveauunterschiede im Augenhintergrunde direkt wahrzunehmen, so ergibt sich hierdurch ein wichtiges Hilfsmittel, um die charakteristischen Anschwellungen und Vertiefungen des Sehnerven und andere Veränderungen bei verschiedenen Erkrankungen festzulegen und in den einzelnen Stadien zu verfolgen. Eine Anzahl derartiger Stereoskopbilder des normalen Augenhintergrundes sowie krankhafter Veränderungen werden demonstriert.

// Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. | 15. November 1909. | Nr. 21.

Sitzung vom 22. Oktober 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **J. Frank** berichtet
über die Ionenbeweglichkeit der radioaktiven Restatome und die Masse des Gasions.
(Schon abgedruckt S. 397—405.)

Ferner spricht Hr. **G. Bode**
über das Verhalten des Eises im ultraroten Spektrum.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen" der Gesellschaft sind während der Ferien folgende Mitteilungen eingegangen:

Joseph Würschmidt: Über diskontinuierliche Entladungen in Entladungsröhren und die Dauer einer Entladung. (Schon abgedruckt S. 300—309.)

Robert Pohl: Über den lichtelektrischen Effekt an Platin und Kupfer im polarisierten ultravioletten Licht. (Schon abgedruckt S. 339—359.)



Joseph Würschmidt: Über die sogenannte Kapazität von Entladungsröhren. (Schon abgedruckt S. 360—368.)

H. Finger: Über den Einfluß des Mediums auf die Linien in Funkenspektren. (Schon abgedruckt S. 369 bis 376.)

Hermann Zahn: Permeabilität des Eisens bei schnellen Schwingungen. (Schon abgedruckt S. 377—381.)

F. Plogmeier: Über die Bildung fester Oberflächen auf kolloidalen Flüssigkeiten und das lichtelektrische Verhalten derselben. (Schon abgedruckt S. 382—396.)

Johannes Schubert: Über die Unterschiede des Luftzustandes im Gebirge und in der freien Atmosphäre. (Schon abgedruckt S. 406—414.)

Robert Pohl: Über den lichtelektrischen Effekt an Quecksilber im polarisierten ultravioletten Licht.

AEF.

Ausschufs für Einheiten und Formelgröfsen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt die nachfolgenden drei Entwürfe: IV[1]). Temperaturbezeichnungen; V. Wechselstromgrößen; VI. Formelzeichen gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzungen (abgedruckt in diesen Verh. **9**, 94—97, 1907) zur Beratung, und ladet die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis Mitte Januar 1910 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine sich zu den Entwürfen äußern.

Berlin, August 1909. STRECKER.

IV. Temperaturbezeichnungen.

1. Wo immer angängig, namentlich in Formeln, soll die absolute Temperatur, die mit T zu bezeichnen ist, benutzt werden.

2. Für alle praktischen und viele wissenschaftlichen Zwecke, bei denen an der gewöhnlichen Celsiusskala festgehalten wird, soll empfohlen werden, lateinisch t zu verwenden, sofern eine Verwechselung mit dem Zeitzeichen t ausgeschlossen ist.

Wenn gleichzeitig Celsiustemperaturen und Zeiten vorkommen, so soll für das Temperaturzeichen das griechische ϑ verwendet werden.

Beispiel.

So soll man bei der Verwendung des CARNOT-CLAUSIUSschen Prinzips statt $Q\,\frac{dt}{t+273}\cdots Q\,\frac{dT}{T}$ schreiben, anderseits soll die Längenänderung eines Stabes ausgedrückt werden durch die Formel:

$$l = l_0(1 + \alpha t + \beta t^2).$$

---

[1]) Nr. I bis III siehe diese Verh. **10**, 578—590, 1908.

V. Wechselstromgrößen.

A. Begriffe und Namen [1]).

Durch Messung seien gefunden:

J der (effektive) Strom in einem Leiter,
E die (effektive) Spannung zwischen den Enden des Leiters,
L die in dem Leiter verbrauchte (mittlere) Leistung.

Dann wird genannt:

1. $S = E/J$ Scheinwiderstand,
2. $R = L/J^2$ Leistungswiderstand,
3. $B = \sqrt{S^2 - R^2}$ Querwiderstand.

Unter Umständen kann bei dem Querwiderstande nach seinen Ursachen (vgl. Abschn. B, I.) **Induktions-** und **Kapazitätswiderstand** unterschieden werden.

4. $J_R = L/E$ Leistungsstrom,
   $J_B = \sqrt{J^2 - J_R^2}$ Querstrom,
5. $E_R = L/J$ Leistungsspannung,
   $E_B = \sqrt{E^2 - E_R^2}$ Querspannung,
6. $c_\varphi = \dfrac{L}{E\,.\,J}$ Leistungsfaktor.

B. Bedeutung der Größen in den wichtigsten Fällen.

I. Einwelliger Strom (Sinuswellen). Strom der Spannung proportional.

Die Spannung $e = \overline{E} \sin \omega t$ erzeuge einen Strom

$$i = \overline{J} \sin(\omega t - \varphi).$$

Darin ist:

ω die Kreisfrequenz,
$\nu = \omega / 2\pi$ die Frequenz,
φ die Phasenverschiebung.

Dann ist:

$$\overline{E}/\overline{J} = E/J = S,$$
$$E_R = JR, \quad E_B = JB,$$
$$c_\varphi = \frac{L}{E\,.\,J} = \frac{R}{S} = \cos\varphi.$$

---

[1]) Die benutzten Zeichen sollen noch nicht bindend sein und einer späteren Festsetzung nicht vorgreifen. Für Leistung ist L, für Induktivität $\mathfrak{L}$ gesetzt worden. Die Scheitelwerte werden durch einen Strich über den Buchstaben bezeichnet.

Besteht der Zweig aus hintereinandergeschalteter Kapazität und Induktivität, so ist:

$$B = \mathfrak{L}\omega - \frac{1}{C\omega},$$

worin:

$\mathfrak{L}\omega$ der Induktionswiderstand,

$\frac{1}{C\omega}$ der Kapazitätswiderstand.

S, R und B sind unabhängig von Strom und Spannung, dagegen abhängig von der Frequenz. Auf Grund dieser Gleichungen kann für einen einzelnen Stromkreis und für jeden Zweig einer Verzweigung Strom und Phasenverschiebung aus den B und R berechnet werden.

II. Mehrwelliger Strom. Strom der Spannung proportional.

Die Spannung

$$e = \sum_n \overline{E}_n \sin(n\omega t + \chi_n)$$

erzeugt einen Strom

$$i = \sum_n \overline{J}_n \sin(n\omega t + \psi_n).$$

Jeder Spannungswelle ordnet sich eine Stromwelle derselben Frequenz derart zu, daß für diese Wellen jedesmal alles gilt, was unter I. für einwellige Ströme ausgesagt ist. Es ist also:

$$\overline{E}_1 = \overline{J}_1 S_1;\ \overline{E}_{R_1} = \overline{J}_1 R_1;\ \overline{E}_{B_1} = \overline{J}_1 B_1;$$

$$c_{\varphi_1} = \frac{R_1}{\sqrt{R_1^2 + B_1^2}} = \cos\varphi_1.$$

$$\overline{E}_2 = \overline{J}_2 S_2;\ \overline{E}_{R_2} = \overline{J}_2 R_2;\ \overline{E}_{B_2} = \overline{J}_2 B_2;$$

$$c_{\varphi_2} = \frac{R_2}{\sqrt{R_2^2 + B_2^2}} = \cos\varphi_2 \text{ usf.}$$

Jede einzelne Stromwelle in einem Stromkreise und in jedem Zweige einer Stromverzweigung läßt sich nach I. berechnen und damit der Gesamtstrom in jedem Zweige. Zum Unterschiede von diesen für die einzelnen Stromwellen geltenden Größen R_1, $R_2, \ldots, B_1, B_2, \ldots, S_1, S_2, \ldots$ usw. sollen die nach Abschnitt A auf den Gesamtstrom bezogenen Größen R, B, S usw. als mehrwellig bezeichnet werden. Die mehrwelligen Größen sind ab-

hängig von der Frequenz und der Wellenform; sie haben keine allgemeine einfache Bedeutung. Als Grundlage für strenge Rechnungen können sie nicht dienen. Vergleiche jedoch Abschnitt IV.

III. Mehrwelliger Strom. Strom nicht der Spannung proportional.

Die Spannung

$$e = \sum_n \overline{E}_n \sin(n\omega t + \chi_n)$$

erzeugt einen Strom

$$i = \sum_n \overline{J}_n \sin(n\omega t + \psi_n).$$

Jedoch ist der Strom nicht der Spannung proportional, weil z. B. infolge der Wirkung von Eisen oder eines Dielektrikums Widerstand, Induktivität und Kapazität von Strom und Spannung abhängig sind. Es läßt sich dann nicht mehr zu einer Spannungswelle eine Stromwelle so zuordnen, daß die unter I. aufgestellten Beziehungen gültig werden. Der Scheinwiderstand und die übrigen unter A genannten Größen lassen sich nur für einen bestimmten Zustand bilden. Deshalb und weil sie mehrwellig sind, können sie als Grundlage für strenge Rechnungen nicht dienen. Vergleiche jedoch das Folgende.

IV. Einwelliger Ersatzstrom.

Mehrwellige Ströme werden in praktischen Fällen oft als einwellig behandelt. Der einwellige Ersatzstrom hat dieselben Effektivwerte für Stromstärke und Spannung wie der mehrwellige Strom. Die Frequenz wird dabei auf die Grundwelle bezogen, während die Phasenverschiebung φ der Gleichung $\cos\varphi = c_\varphi$ entnommen wird.

Erläuterungen von J. Teichmüller und M. Wien.

Das Streben, die Wechselströme rechnerisch ähnlich zu behandeln wie den Gleichstrom, vor allem für die Effektivwerte von Strom und Spannung ein dem Ohmschen Gesetz analoges Gesetz zu erhalten, hat zu der Entstehung und Verbreitung der Begriffe der „Wechselstromwiderstände“ geführt. Die Einführung dieser Begriffe hat mancherlei Unklarheiten und Ungenauigkeiten im

Gefolge gehabt. Diese durch klare Begriffe und einheitliche Namen zu beseitigen, hat der AEF als seine Aufgabe angesehen.

Der Lösung dieser Aufgabe stellt sich die Schwierigkeit entgegen, daß das „OHMsche Gesetz für Wechselstrom" durchaus nicht allgemein für jeden beliebigen Wechselstrom gilt. Im OHMschen Gesetz ist der Widerstand die Proportionalitätskonstante zwischen Strom und Spannung. Der Scheinwiderstand im Wechselstromkreis ist aber nur so lange eine Proportionalitätskonstante zwischen den Effektivwerten von Strom und Spannung, als Induktivität, Kapazität und Widerstand unabhängig von Strom und Spannung sind (solange also die Differentialgleichung der Induktion linear ist). Nur dann entspricht einer einwelligen (sinusförmigen) Spannung ein einwelliger Strom und bei mehrwelliger Spannung superponieren sich die den einfachen Spannungswellen entsprechenden einfachen Stromwellen. Wenn dagegen L, C, R von Spannung und Strom abhängig sind, so gibt es keine Proportionalitätskonstante zwischen Strom und Spannung mehr, und damit auch keine Wechselstrom-„Widerstände" im Sinne des OHMschen Gesetzes. Dieser Fall liegt aber, schon wegen der Verwendung des Eisens, in der Technik fast immer vor; das in Analogie mit dem OHMschen Gesetze gebildete Gesetz der Abhängigkeit zwischen effektivem Strom und effektiver Spannung ist also fast immer nur mit Annäherung richtig, mag diese Annäherung (weil der magnetische Kreis in den meisten Fällen Luftschichten enthält) oft auch noch so groß sein.

Die Berichter standen somit vor der Entscheidung, entweder

a) der geschichtlichen Entwickelung entsprechend die Wechselstromwiderstände streng, also nur für reinen einwelligen Strom zu definieren und ihre Anwendung auf die annähernd einwelligen Ströme der Technik auszudehnen, oder

b) die Definition der Wechselstromwiderstände allgemein für beliebige, mehrwellige Wechselströme auf die Messung von Strom, Spannung und Leistung zu gründen und die rechnerische Anwendung der so gefundenen Größen auf reine einwellige oder annähernd einwellige Ströme einzuschränken.

Mit Rücksicht auf die Gewohnheiten und Bedürfnisse der Technik haben sich die Berichter für das zweite Verfahren entschieden, es aber dann für unbedingt erforderlich erachtet, in

einem zweiten Teile (B) der Vorschläge auf die Bedeutung der festgelegten Größen in den wichtigsten Fällen und vor allem auf die Einschränkung ihrer Anwendung in der — analytischen und graphischen — Rechnung scharf hinzuweisen.

In dem Teile A „Begriffe und Namen“ mußte davon Abstand genommen werden, ein so umfangreiches System von Begriffen zusammenzustellen, wie es in der amerikanischen Schule eine Zeitlang üblich war und von dort aus auch in einen Teil der deutschen Literatur übergegangen ist. Die Berichter haben sich darauf beschränkt, die für den praktischen Gebrauch notwendigsten Begriffe festzulegen.

Bezüglich der Namen wurden die unschönen und leicht zu verwechselnden Wörter auf „anz“ vermieden, und dafür möglichst kurze und bezeichnende zusammengesetzte Hauptwörter gewählt, denen Beiwörter in besonderen Fällen ohne Häufung hinzugefügt werden können. An die Benennungen der Widerstände schließen sich die entsprechenden Namen für die Ströme und Spannungen an, womit gleichzeitig die sprachlich unzulässigen Namen des wattlosen und Wattstromes ausgemerzt werden.

Einige nicht zum System der Begriffe gehörige Namen sind noch im Teile B eingeführt. Es sind das der Name „Kreisfrequenz“ für die Zahl der Perioden in 2π Sekunden und die Namen „einwellig“ und „mehrwellig“. Es schien zweckmäßig, an Stelle des verneinenden Beiwortes „nicht sinusförmig“ oder des zu allgemeinen Ausdrucks „beliebig“ ein besser kennzeichnendes Wort einzuführen. Der Gleichmäßigkeit wegen mußte dann der Sinusstrom als „einwelliger“ Strom bezeichnet werden. Unter „Welle“ ist in diesen Worten also jedesmal eine Sinuswelle zu verstehen, was mit dem Sprachgebrauche der Physik im Einklang steht, insofern dort eine Sinusschwingung als einfache Schwingung oder Schwingung schlechtweg bezeichnet wird. Der Name „Induktivität“ ist aus dem schon vorhandenen Wortschatz aufgenommen worden, um den unbestimmten Ausdruck „Selbstinduktion“ und den unbequemen „Selbstinduktionskoeffizienten“ durch einen in Analogie zu „Kapazität“ gebildeten Namen zu ersetzen. Schließlich wird der Name „Ersatzstrom“ an Stelle des zuviel sagenden Namens „äquivalenter Sinusstrom“ vorgeschlagen.

Der Einteilung des Teiles B ist entsprechend der Begriffs-

bestimmung im Teile A auch die Messung zugrunde gelegt worden, indem nach Proportionalität oder Nichtproportionalität zwischen Strom und Spannung unterschieden wurde. Induktivität, Kapazität und Widerstand sind im allgemeinen — auch in dem Falle I — infolge von Skineffekt, gegenseitiger Induktion und anderen Ursachen von der Frequenz abhängig. So sind auch die Widerstände R_1, R_2, ... (in B, Abschnitt II) im allgemeinen voneinander verschieden und nur in besonders einfachen Fällen einander gleich und gleich dem mit Gleichstrom gemessenen Widerstande.

VI. Formelzeichen des AEF.

Die Fachgenossen auf dem Gebiete der Naturwissenschaften und der Technik werden gebeten, sich der folgenden Bezeichnungen zu bedienen, wenn sie keine besonderen Gründe dagegen haben.

Liste A.

Größe	Zeichen	Größe	Zeichen
Länge	l	Spezifische Wärme bei konstantem Druck	c_p
Masse	m	Spezifische Wärme bei konstantem Volumen	c_v
Zeit	t	Wärmeausdehnungskoeffizient	α
Halbmesser	r	Gaskonstante (auf Molekulargewicht bezogen)	R
Durchmesser	d	Magnetisierungsstärke	$\mathfrak{J}$
Wellenlänge	λ	Stärke des magnetischen Feldes	$\mathfrak{H}$
Körperinhalt, Volumen	V	Magnetische Dichte (Induktion)	$\mathfrak{B}$
Winkel, Bogen	$\alpha, \beta, \ldots$	Magnet. Durchlässigkeit (Permeabilität)	μ
Voreilwinkel, Phasenverschiebung	φ	Magnet. Aufnahmefähigkeit (Suszeptibilität)	$\varkappa$
Geschwindigkeit	v	Elektromotorische Kraft	E
Fallbeschleunigung	g	Stromstärke	J
Winkelgeschwindigkeit	ω	Elektrizitätsmenge	Q
Umlaufzahl, Drehzahl (Zahl der Umdrehungen in der Zeiteinheit)	n	Induktivität (Selbstinduktionskoeffizient)	L
Arbeit, mechan. und elektr.	A	Elektrische Kapazität	C
Wirkungsgrad	η		
Druck (Kraft durch Fläche)	p		
Elastizitätsmodul	E		
Temperatur, absolute	T		
Temperatur, v. Eispunkt aus	t		
Wärmemenge	Q		
Spezifische Wärme	c		

Erläuterungen zur Liste A der Formelzeichen von F. Neesen und M. Seyffert.

In allen Zweigen der Wissenschaft zeigt sich immer wiederkehrend das Bedürfnis nach einer einheitlichen Bezeichnung der benutzten Größen.

Abgesehen von Verhandlungen auf internationalen Kongressen haben in Deutschland verschiedene Vereine eine Lösung dieser Frage gesucht.

Der Verband Deutscher Architekten- und Ingenieur-Vereine hat vom Jahre 1872 bis 1882 in seinen Kreisen Material gesammelt, ist aber nur zu einer Vorschlagsliste gekommen, ohne endgültig zu derselben Stellung zu nehmen.

Die Deutsche Physikalische Gesellschaft stellte im Jahre 1903 eine Liste auf. Ihr folgte die Deutsche Bunsen-Gesellschaft in demselben Jahre.

Während diese Listen in dem Sinne einseitig entstanden waren, als nur die den betreffenden Vereinen Nahestehenden an ihrer Aufstellung mitgewirkt hatten, stellte sich der Ausschuß des Elektrotechnischen Vereins auf einen allgemeineren Standpunkt, indem er die verschiedenen Zweige der Wissenschaft zu gemeinschaftlicher Arbeit aufforderte. Er wandte sich an die drei oben genannten Vereine beziehungsweise Verbände, den Verein Deutscher Ingenieure, den Verein Deutscher Maschinen-Ingenieure, an die zum Verbande Deutscher Elektrotechniker gehörigen Vereine, den Österreichischen Ingenieur- und Architekten-Verein und einige andere ausländische Vereine.

Auf Grund der eingegangenen Äußerungen wurden aus den 114 aufgestellten Größen diejenigen herausgesucht, für welche sich eine überwiegende Majorität gefunden hatte. Der Elektrotechnische Verein nahm diese Liste in der Sitzung vom 24. April 1906 an.

Bei der erneuten Prüfung erschien es dem AEF richtig, zunächst bei dem in den letzten Listen eingehaltenen Standpunkt zu verbleiben und für verhältnismäßig wenige Größen Zeichen vorzuschlagen, damit ein allseitig gebilligter Anfang gemacht wird, an welchen sich weitere Übereinkommen leichter anschließen. Es erschien weiter nicht zweckmäßig, die Zeichen streng nach im

voraus festgestellten Grundsätzen neu auszuwählen, vielmehr wurde als die aussichtsvollere Aufgabe angesehen, diejenigen Bezeichnungen festzustellen, für welche sich eine Übereinstimmung im Gebrauche ergeben hat. Das entspricht dem allgemein kundgegebenen Wunsche der beteiligten Kreise. Die vom Elektrotechnischen Verein vorgeschlagene Liste scheint dem AEF nach diesen Gesichtspunkten zu entsprechen, es wird daher vorgeschlagen, diese Liste im wesentlichen anzunehmen.

In der oben abgedruckten Liste sind gegenüber der des Elektrotechnischen Vereins Größen von weniger allgemeiner Bedeutung fortgelassen, ferner ist der Ausdruck „Umlaufzahl“ durch Hinzufügung von: „in der Zeiteinheit“ näher bestimmt, dann ist eine andere Schreibweise für das Zeichen der Stromstärke (J statt I) gewählt worden.

In einzelnen Fällen zeigt die Liste denselben Buchstaben für verschiedene Größen (E für Elastizitätsmodul und elektromotorische Kraft, Q für Wärmemenge und Elektrizitätsmenge, t für Zeit und Temperatur). Im allgemeinen wird eine solche Doppelbenutzung zu vermeiden sein, sie ist bei der großen Zahl der in Betracht zu ziehenden Größen nicht immer zu umgehen. Eine Doppelbenutzung desselben Zeichens wird aber der Regel nach auf solche Fälle zu beschränken sein, in welchen die betreffenden Größen nicht oder nur ausnahmsweise bei derselben Aufgabe vorkommen, so daß Verwechselungen ausgeschlossen sind. Das ist z. B. der Fall für die Bezeichnungen mit E und Q. Bei dem Zeichen t ist ein gleichzeitiges Auftreten von Zeit und Temperatur ziemlich häufig. Dennoch wurde derselbe Buchstabe beibehalten, weil diese Benutzung so eingebürgert ist, daß der Versuch einer Änderung aussichtslos erschien.

In den Fällen, wo gleichzeitig Temperatur und Zeit zu berücksichtigen sind, muß man besondere Unterscheidungsmerkmale benutzen, entweder Indexe oder für eine der Größen eine andere Bezeichnung wählen, wie das schon in dem Vorschlag des AEF zur Temperaturfrage geschehen ist.

Diese Unbequemlichkeit der doppelten Benutzung des Zeichens t wird auch wegfallen, wenn sich die Gewöhnung mehr verbreitet, die absolute Temperatur zu benutzen.



Gegenüber der Liste der Deutschen Physikalischen Gesellschaft ist nur in betreff des Gebrauchs des Zeichens n für Schwingungszahl hier und für Umlaufzahl in der vorgeschlagenen Liste ein Unterschied, abgesehen von einigen Größen, die hier oder dort nicht aufgenommen sind. Die getroffene Wahl rechtfertigt sich daraus, daß das Zeichen n in der gesamten Technik für Umlaufzahl so ausschließlich benutzt wird, daß eine Abweichung hiervon aussichtslos erscheint.

Von der Liste der Deutschen Bunsen-Gesellschaft weicht die vorgeschlagene Liste nur durch den Ausdruck für die Temperatur nach Celsius ab, abgesehen wieder von verschiedenen nicht aufgenommenen Größen. Diese Wahl ist eine Folge der durch einen früheren Beschluß des AEF getroffenen Festsetzung.

Wenn auch eine solche Liste selbstverständlich nicht die Bedeutung eines Zwanges haben kann, so wird doch eine Empfehlung von seiten der einzelnen Vereine bewirken, daß die Mitglieder der Vereine sich den Vorschlägen wenigstens in der übergroßen Mehrzahl anschließen und so ein großer Schritt vorwärts gemacht wird.

Fluoreszenz und Ionisierung des Quecksilberdampfes;
von W. Steubing.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 20. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Hierzu eine Tafel enthaltend die Figuren 2 und 3.

I. Allgemeines.

Die ersten Beobachtungen über die Fluoreszenz von Quecksilberdampf stammen von W. N. Hartley[1]), der durch Erregung mit Bleicadmium- und Zinkcadmiumfunken grünliche Fluoreszenz erhielt und das Absorptionsspektrum des Dampfes vom sichtbaren Spektrum bis ins Ultraviolett (etwa λ 2000 Å.-E.) photographisch aufnahm. Er fand dabei einen starken Absorptionsstreifen zwischen λ 2571 Å.-E. und 2526 Å.-E., im ganzen übrigen Spektrum glaubte er Durchlässigkeit bis λ 2000 feststellen zu können.

Neuerdings, nach Abschluß vorliegender Arbeit, hat R. W. Wood[2]) über die Resultate berichtet, die er bei eingehenden Untersuchungen über Fluoreszenz und Absorption des Quecksilberdampfes erhielt. Er photographierte die Fluoreszenz vom sichtbaren Gebiet (gelb-grün) bis ins Ultraviolett (etwa λ 3000 Å.-E.), entdeckte die Fluoreszenz der Linie 2536 und verfolgte ausführlich die dabei auftretenden Erscheinungen der anomalen Dispersion und magnetischen Drehung. Er stellte ferner das Auftreten dieser Linie in Absorption fest, ihre asymmetrische Verbreiterung mit wachsendem Dampfdruck u. a. Dagegen entging Wood, da er sich im wesentlichen auf das Gebiet oberhalb λ 2400 Å.-E. beschränkte, die theoretisch wichtige, von kürzeren Wellen bis etwa λ 2346 Å.-E. reichende Fluoreszenzbande, die selbst bei niedrigen Drucken wahrnehmbare, mit ersterer zusammenfallende Absorptionsbande und die Fluoreszenzlinie 2346.

---

[1]) W. N. Hartley, Proc. Roy. Soc. 76, 428, 1905.
[2]) R. W. Wood, Phys. ZS. 10, 425 und 466, 1909.

II. Grundlagen der Untersuchung.

Der Zweck meiner Untersuchung war, am Quecksilberdampf eine Theorie in ihren Konsequenzen zu prüfen, die von Herrn STARK[1]) über Fluoreszenz und Entstehung der Bandenspektra aufgestellt wurde. Nach dieser Theorie sind die Zentren der Emission und Absorption des Bandenspektrums unterhalb $\lambda\ 1 \, . \, 10^{-6}$ cm negative Elektronen, die an der Oberfläche der chemischen Atome liegen und sich unter Aufwand einer bestimmten Energie abtrennen lassen. Bei ihrer Wiederanlagerung an das Atom führen derartig abgetrennte „Valenzelektronen" eine allmählich abklingende Reihe von Schwingungen aus oder, anders ausgedrückt, emittieren ein Bandenspektrum. Das vollständige Bandenspektrum eines Valenzelektrons besteht aus zwei Teilen, einem nach Rot zu liegenden, nach Violett zu abschattierten Bandenspektrum (das langwellige) und einem genetisch gekoppelten, das im Gebiet der kürzeren Wellen liegt und nach längeren Wellen verläuft (das kurzwellige). — Fluoreszenz eines Körpers kommt dadurch zustande, daß in seinem kurzwelligen Bandenspektrum Licht zur Absorption gebracht und dieses erregt wird, wodurch gleichzeitig das gekoppelte langwellige zum Mitschwingen, d. h. zur Fluoreszenz gebracht wird. Wenn somit die Fluoreszenz durch Abtrennung eines Elektrons vom Atom bedingt ist, folgt notwendigerweise, daß der betreffende Körper im gas- oder dampfförmigen Zustand während der Fluoreszenz ionisiert sein muß. — Diese Valenzelektronenhypothese bietet ferner die Möglichkeit, mit Hilfe der Lichtquantentheorie eine untere Grenze für die Lage des Bandenspektrums voraus zu berechnen.

Diese kurz skizzierte Theorie von der Fluoreszenz und Entstehung des Bandenspektrums diente zur Untersuchung der Fluoreszenz des Quecksilberdampfes und führte zur Auffindung des vorerwähnten Bandenspektrums in Emission, Absorption und Fluoreszenz, dessen spektrale Lage und Abschattierung der Erwartung entsprach; des weiteren wurde der Nachweis starker Ionisierung des Quecksilberdampfes während der Fluoreszenz geführt und festgestellt, daß zwischen Erregungsart, Ionisierung und

---

[1]) J. STARK, Phys. ZS. 9, 85, 1908; Ann. d. Phys. (4) 14, 525, 1904.

Absorption des erregenden Lichtes Beziehungen bestehen, die aus obigem erklärbar sind.

Wie die folgende Berechnung zeigt, mußte das kurzwellige Bandenspektrum im zugänglichen Ultraviolett liegen.

Nach dem PLANCKschen Gesetz beträgt die Energie, die ein elektromagnetischer Resonator empfängt:

$$e = \frac{h \,.\, c}{\lambda},$$

worin c Lichtgeschwindigkeit, λ Wellenlänge und h das PLANCKsche Wirkungselement $= 6{,}55 \,.\, 10^{-27}$ erg sec bedeutet. — Kennt man die Energie, die mindestens nötig ist, um diesen Resonator — hier das Valenzelektron — von seinem Atom abzulösen, so kann man aus obiger Gleichung die untere Grenze für die Wellenlänge des vom Valenzelektron emittierten Lichtes bestimmen. Beim Quecksilber ist die Energie, die zur Abtrennung des Elektrons erforderlich ist, durch die Ionisierungsspannung und die Ionenladung gegeben. Erstere ist nach früheren Untersuchungen [1]) etwa 7 Volt $= 2{,}33 \,.\, 10^{-3}$ elektrostatischen Einheiten. Da die Ionenladung zu $4{,}69 \,.\, 10^{-10}$ anzunehmen ist, ergibt sich für $e = 4{,}69 \,.\, 10^{-10} \,.\, 2{,}33 \,.\, 10^{-3}$. Wir erhalten also:

$$4{,}69 \,.\, 10^{-10} \,.\, 2{,}33 \,.\, 10^{-3} = \frac{6{,}55 \,.\, 10^{-27}}{\lambda} \cdot 3 \cdot 10^{10}$$

oder $\lambda = 179\,\mu\mu$.

III. Untersuchungsmethoden.

Über die Untersuchungsmethoden sei kurz folgendes bemerkt. Zu den photographischen Aufnahmen im sichtbaren Spektrum diente der Herrn STARK von der Berliner Akademie der Wissenschaften zur Verfügung gestellte und von ihm beschriebene äußerst lichtstarke Spektrograph [2]). Die Aufnahmen wurden auf Agfa-Isolarplatten, teils Schleussnerplatten, gemacht und mit Rodinal entwickelt. Zur Untersuchung des ultravioletten Gebietes wurde ein kleiner Quarzspektrograph von FUESS, konstruiert von GEHRCKE und REICHENHEIM [3]), benutzt. Der Apparat hat sphärisch korri-

[1]) J. STARK, T. RETSCHINSKY und A. SCHAPOSCHNIKOFF, Ann. d. Phys. (4) 18, 245, 1905.

[2]) J. STARK, Ann. d. Phys. (4) 26, 818, 1908.

[3]) O. REICHENHEIM, ZS. f. Instrkde. 28, 340, 1908.

gierte Objektive von 15 cm Brennweite für Na-Licht und ein Öffnungsverhältnis F : 5. Prismastellung und Kassettenneigung sind nicht variabel. Da der Apparat unterhalb λ 2000 sehr lichtschwach war, wurde die Justierung geändert und das Prisma, dessen stärkere Teile das kurzwelligste Licht völlig absorbierten, so montiert, daß die dünnsten Teile des Prismas die Objektivöffnung füllten und das Prisma für etwa λ 2100 im Minimum der Ablenkung stand. Die Lichtstärke stieg durch diese Änderung im Gebiet unterhalb 2000 etwa auf das Zehnfache. Allerdings war es so unmöglich, das ganze ultraviolette Spektrum gleichzeitig bei dieser Prismenstellung scharf zu erhalten. Da die gewöhnlichen Gelatinetrockenplatten von etwa λ 2100 ab ganz unempfindlich sind, wurden nach dem Vorgange SCHUMANNs gelatinearme Trockenplatten angefertigt. Unter gewissen Abänderungen des SCHUMANNschen Verfahrens gelang mir die Herstellung von Platten, die bei ziemlicher Schichtdicke gleichmäßig empfindlich waren vom äußersten Ultraviolett bis zum sichtbaren Spektrum und, was Klarheit und Schwärzung angeht, den gewöhnlichen Trockenplatten (z. B. Σ-Platte von LUMIÈRE) überlegen waren. Über ihre Empfindlichkeit sei bemerkt, daß bei zwei Sekunden Expositionszeit das Aluminiumtriplett 1854 überexponiert war, mit einem Spalt von 0,02 mm und Belichtung durch einen mittelstarken Al-Funken. Die Entwickelung geschah durch Rodinal 1:10.

Zur Untersuchung der Emission des Quecksilbers wurden drei Quarzlampen von HERAEUS benutzt. Außerdem wurden in einer Röhre aus Quarzglas Aufnahmen am Glimmstrom gemacht, sowohl von der positiven Säule wie von der negativen Glimmschicht [1]). Zum Betriebe diente eine Hochspannungsdynamomaschine

---

[1]) Während bei sämtlichen Lichtbogenaufnahmen und solchen der positiven Säule im Glimmstrom nur die vier schon von J. STARK und F. KINOSHITA aufgefundenen Linien auftraten (Ann. d. Phys. **21**, 473, 1906), zeigten sich in dem negativen Glimmlicht eine Reihe weiterer zum Teil intensiver Linien, die offenbar als Fortsetzung des von J. STARK (Ann. d. Phys. **16**, 490, 1905) aufgefundenen zweiten Linienspektrums des Quecksilbers zu deuten sind. Sämtliche Linien sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben. Für die Wellenlängenmessung dienten die Aluminiumlinien als Normalen. Als Maß für die Intensität würde „Linienbreite $\times$ Schwärzung“ gewählt und als Intensitätseinheit (Schwärzung = 1 und Breite = 1) diente bei den Glimmlichtlinien die schwache, aber gut meßbare Linie 1925 Å.-E., bei den Bogenlinien die Linie 2053. Angabe der Schwärzung allein für die Intensität einer

von 3000 Volt Spannung; die Stromstärke variierte zwischen 5 und 70 Milliampere bei den verschiedenen Aufnahmen. Die Expositionszeiten betrugen je nach Stromstärke 10′ bis 90′.

Zu den Fluoreszenz- und Absorptionsaufnahmen diente ein Quarzgefäß von der gezeichneten Gestalt (Fig. 1). In das sorgfältig gereinigte Gefäß wurde eine kleine Menge Quecksilber gebracht,

Linie führt zu augenscheinlich unrichtigen Werten, während das Produkt Linienbreite × Schwärzung Werte liefert, die mit der bisher üblichen okularen Schätzung in guter Übereinstimmung stehen und sich genauer fixieren lassen. Die Breite wurde mikroskopisch gemessen und die Schwärzung mit Hartmanns Mikrophotometer bestimmt (Hartmann, ZS. f. Instrkde. **19**, 97, 1899). Die Zahlenangaben sind Mittelwerte aus mindestens vier verschiedenen Aufnahmen.

Wellenlänge in Å.-E.	Intensität = Schwärzung × Breite	
	im Bogen J	im neg. Glimmlicht J
1867	—	1,66 × 1,00 = 1,66 *)
1873	—	1,27 × 1,00 = 1,27 *)
1898	—	1,02 × 1,00 = 1,02
1903	—	1,30 × 1,75 = 2,28
1925	—	1,00 × 1,00 = 1,00
1940	1,40 × 5,00 = 7,00	2,52 × 6,25 = 15,74
1946	—	sehr schwach
1954	—	sehr schwach
1971	1,37 × 5,00 = 6,85	1,71 × 4,25 = 7,27
1976	—	1,03 × 1,75 = 1,80
1985	—	1,33 × 2,75 = 3,66
2000	1,29 × 5,26 = 6,80	nur angedeutet
2021	—	1,42 × 1,75 = 2,49
2025	—	1,53 × 3,50 = 5,36
2053	1,00 × 1,00 = 1,00	2,07 × 5,75 = 11,90

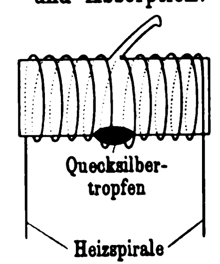
*) Intensität wegen übergelagerter Banden unsicher!

Ferner war auf allen Quecksilberaufnahmen bei λ 1855 Å.-E. ein kurzwelliges Bandenspektrum vorhanden, das wahrscheinlich dem Luftsauerstoff zuzuschreiben ist, der durch das Quecksilberlicht zur Fluoreszenz erregt wird. Dieselbe Bande fand sich auch im Aluminiumfunken in Luft wieder. Dies leicht zu erhaltene Bandenspektrum macht jede eingehende Untersuchung der Emission und Absorption des Quecksilbers in diesem Gebiet mit den gegenwärtigen Mitteln unmöglich. Eine ausführliche Untersuchung des Sauerstoffs soll demnächst folgen.

*

durch Auskochen entluftet und nach sorgfältigstem Evakuieren mit einer Gaedepumpe abgeschmolzen. Jede Beimengung von Luft und anderen Gasen drückt die Fluoreszenz erheblich herab, obwohl die Erregung auch bei Gegenwart von Luft nach sehr starkem Anheizen möglich wird (vgl. auch die Ionisierung!). Um das Gefäß war eine Heizspirale gelegt, um beliebigen Dampfdruck herstellen und konstant halten zu können. Zu den Fluoreszenzaufnahmen wurde das zylindrische Gefäß vertikal vor den Spalt des Spektrographen aufgestellt und von oben belichtet, so daß kein direktes Licht von dem erregenden Funken in den Apparat gelangen konnte. Bei den Absorptionsaufnahmen befand sich das Quarzgefäß horizontal zwischen dem Spalt und der Lichtquelle, die in der Achsenrichtung des Kollimatorrohres aufgestellt war. Zur Erregung der Fluoreszenz wurden Funkenstrecken aus Cadmium, Zink, Antimon, Aluminium und Wolfram-Eisenlegierung benutzt. Letztere wurde auch als Absorptionslichtquelle benutzt, da sie durch die zahlreichen, ziemlich gleich intensiven Linien, die nahezu bis 1850 reichen, besonders geeignet erschien.

Fig. 1.
Gefäß für Fluoreszenz und Absorption.



IV. Das Bandenspektrum des Quecksilbers.

Über ein Bandenspektrum des Quecksilbers sind wir durch eingehende Untersuchungen von Eder und Valenta[1]) orientiert. Es liegt von λ 4517 bis etwa λ 3200, d. h. in dem Gebiet, in dem nach Hartley Quecksilberdampf fluoresziert. Die Banden verlaufen vom Rot zum Violett, bilden also den langwelligen Teil des Bandenspektrums des Quecksilberatoms. Die Beobachtungen von Eder und Valenta wurden an der positiven Lichtsäule gemacht; wenn eine entsprechende Bande in Absorption bisher weder von Hartley noch Wood gefunden wurde, so dürfte dies daran liegen, daß die angewandten Schichtdicken zu gering waren. Nach Beobachtungen von P. le Roux[2]) und R. J. Strutt[3]) soll Quecksilberdampf

[1]) Eder und E. Valenta, Denkschr. Wien. Akad. 61, 401, 1894.
[2]) F. P. le Roux, C. R. 51, 171, 1860.
[3]) R. J. Strutt, Phil. Mag. (6) 4, 596, 1902; 6, 76, 1903.

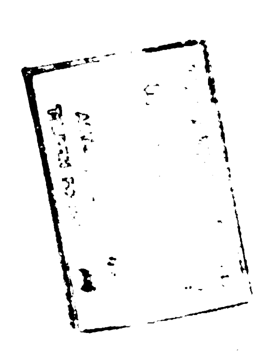
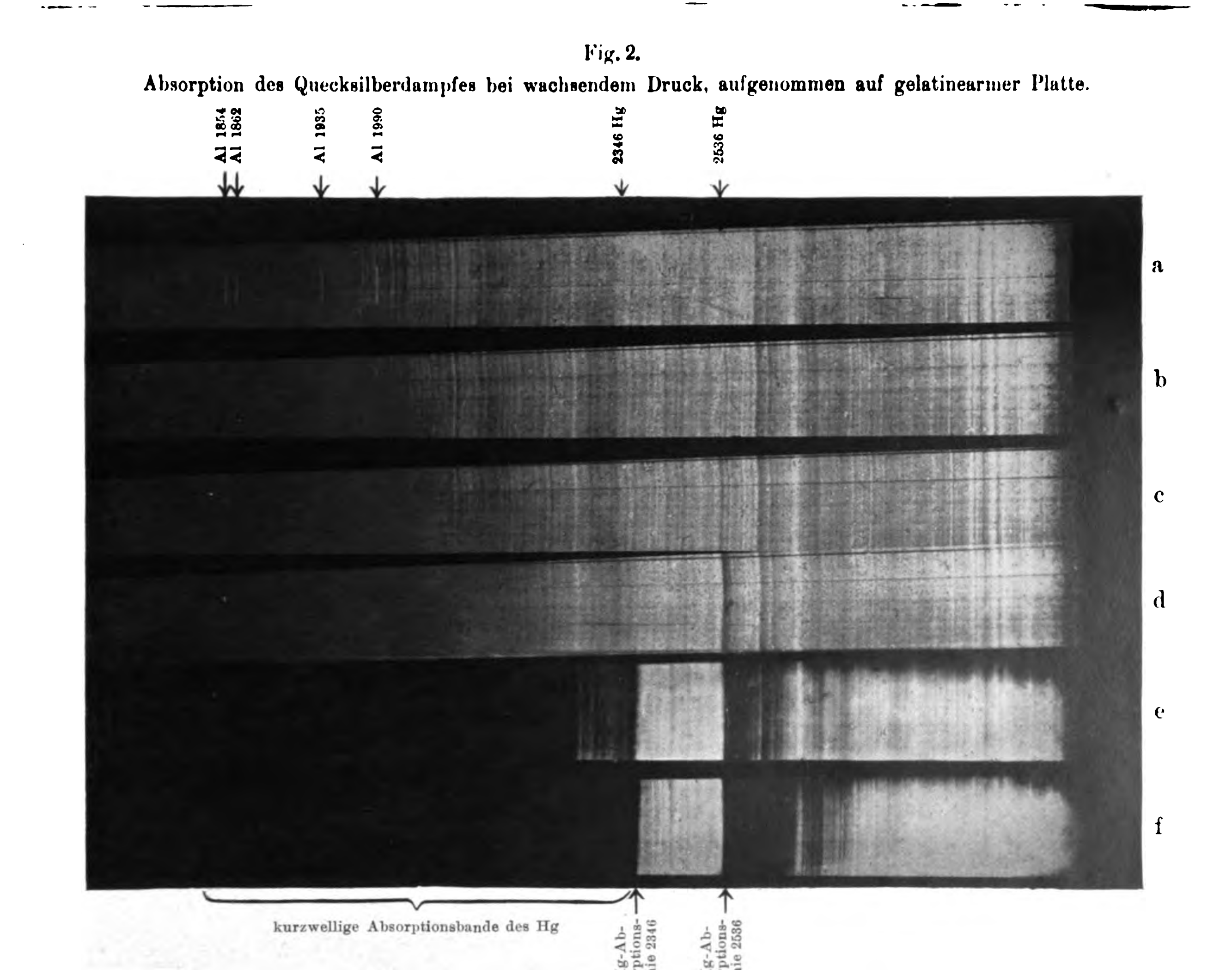


Fig. 2.

Absorption des Quecksilberdampfes bei wachsendem Druck, aufgenommen auf gelatinearmer Platte.



in der Durchsicht blau sein. Das langwellige Bandenspektrum in der positiven Säule aufgelöst zu erhalten, gelang mir unter Anwendung des großen Prismenspektrographen nicht, obgleich deutliche Abstufungen in der Intensität vorhanden waren. Unter diesen Umständen mußte eine Aufnahme derselben Bande in Fluoreszenz aussichtslos sein und es handelte sich nur um Aufsuchung der gekoppelten kurzwelligen Bande, die nach der Berechnung oberhalb λ 179 liegen mußte. Das Vorhandensein einer nach längeren Wellen zu laufenden, d. i. kurzwelligen Absorptionsbande wurde durch eine Reihe von Aufnahmen bei allmählich gesteigertem Dampfdruck festgestellt (Fig. 2). Selbst bei recht niedrigem Dampfdruck ist eine Absorption im Gebiet 1850 unverkennbar. Wurde der Heizstrom bedeutend erhöht, so rückte die Bande allmählich bis etwa λ 2346 vor, während gleichzeitig die Absorptionslinie 2536 in ihrer asymmetrischen Verbreiterung zu verfolgen war (vgl. Fig. 2). Das umgekehrte Verhalten, Verbreiterung nach kürzeren Wellen scheint die Linie 2346 zu besitzen. Sie ist schwieriger zu beobachten, da sie in das Ende der Bande fällt, außerdem, wie auch in Fluoreszenz (siehe weiter unten), wesentlich schwächer als 2536 ist. Doch lassen die Absorptionsaufnahmen *e* und *f* die scharfe Begrenzung nach längeren Wellen und das Vorrücken der Absorption nach kürzeren erkennen. In Emission zeigte sich die kurzwellige Bande in den Photographien vom Lichtbogen sowohl wie in allen Aufnahmen am Glimmstrom. Störend waren hierbei nur die zahlreichen übergelagerten Linien des Linienspektrums. Außerdem war der kurzwelligste Teil infolge der starken Absorption des Quecksilberdampfes und der Quarzabsorption des Apparates nicht zu erhalten. Besser traten die Einzelheiten, d. h. die Abschattierung in den Fluoreszenzaufnahmen zutage (Fig. 3). Die Fluoreszenz war am intensivsten anzuregen mit dem Al-Funken. Aber nicht nur hinsichtlich der Intensität, sondern auch der Farbe zeigten sich deutliche Unterschiede in der Fluoreszenz im sichtbaren Gebiet, die nach der Theorie aus dem genetischen Zusammenhang des kurzwelligen mit dem langwelligen Bandenspektrum wohl erklärbar sind. Dem kurzwelligsten Teil (Kopf) der ultravioletten Bande entspricht der langwelligste Teil (Kopf) der sichtbaren Fluoreszenzbande usf. in der Abschattierungsrichtung. Wird somit

die ultraviolette Bande hauptsächlich mit kürzesten Wellen erregt, so spricht der am weitesten nach Rot liegende, in diesem Falle gelbgrüne Teil der sichtbaren Bande am stärksten an. Daher zeigt sich die Fluoreszenz beim Al-Funken (maximale Intensität bei 1850) grünlicher als beim Sb-, Fe-, Zn-Funken, die unterhalb $\lambda = 2000$ nur geringe Intensität besitzen. Selbstverständlich ist die Fluoreszenz mit der Quecksilberlampe leicht zu erregen, da die intensiv brennende Lampe vorzugsweise solches Licht emittiert, das fluoreszierender Quecksilberdampf absorbiert. Die Beobachtung ist aber schwierig, da das Auge durch die Lampe stark geblendet und unempfindlich gemacht wird. — Da, wie vorerwähnt, eine Auflösung der sichtbaren Fluoreszenzbande mit dem großen Prismenspektrograph aussichtslos war, wurde sie photographisch nicht weiter untersucht; ebenso mußte der Versuch aufgegeben werden, die kurzwellige Bande in ihrer ganzen Ausdehnung zu fassen, da es mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich war, die Luft und damit die störende Bande bei 1855 auszuschließen, die wahrscheinlich eine kurzwellige Fluoreszenzbande des Sauerstoffs ist (vgl. S. 564, Anm. 1). Außer der langwelligen Fluoreszenzbande wurde von WOOD die Fluoreszenz einer Linie bei 2536 aufgefunden. Diese Linie ist sehr leicht zu erhalten und fand sich bei allen Aufnahmen. Außerdem zeigte sich bei den hinreichend lange exponierten noch eine zweite Fluoreszenzlinie 2346. Wurden die Bedingungen richtig gewählt, so traten gleichzeitig beide Linien und die Fluoreszenzbande auf. Man hat bei diesen Aufnahmen mit Schwierigkeiten zu kämpfen: um günstige Fluoreszenz zu erhalten, darf die Dampfdichte nicht zu groß sein, da andernfalls das erregende Licht an der Oberfläche absorbiert wird und nicht tiefer hineindringt; andererseits geht bei zu geringem Dampfdruck das erregende Licht größtenteils hindurch, es fehlt an hinreichender Menge des fluoreszierenden Gases. Die sichtbare Fluoreszenz gibt auch keinen Anhalt für das Maximum der Fluoreszenz im Ultraviolett, da das Absorptionsvermögen des Dampfes für das kurzwellige und langwellige Bandenlicht verschieden ist.

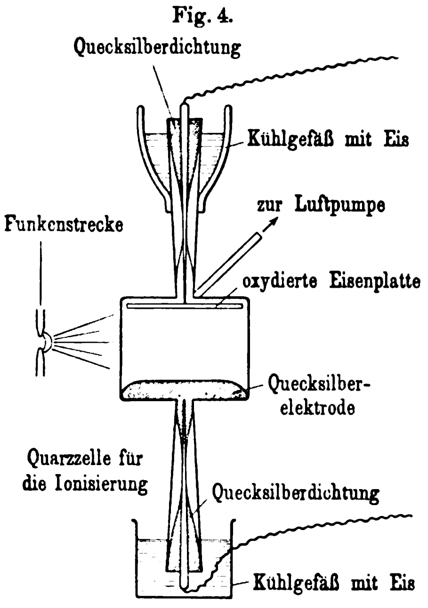
V. Ionisierung des Quecksilberdampfes.

Daß während der Absorption von Licht in der kurzwelligen Bande bzw. Fluoreszenzerregung der Quecksilberdampf ionisiert

war, wurde in folgender Weise festgestellt. Die Untersuchungen wurden nach der von Herrn STARK[1]) anderen Ortes beschriebenen Leitfähigkeitsmethode ausgeführt. Ihre Anwendungsmöglichkeit ist davon abhängig, daß der Effekt der Gasionisierung durch das ultraviolette Licht wesentlich größer ist als etwa eine schon vorhandene Leitfähigkeit, so daß diese Ionisierung nicht verschwindend klein ist gegenüber dem lichtelektrischen Effekt.

Das Quecksilber befand sich zu der Messung in einem Quarzgefäß von beistehender Form (Fig. 4). Die Zuleitungen zu den Elektroden waren eingeschliffene, mit Quecksilber abgedichtete Stahlkonusse; als obere Elektrode wurde eine oxydierte Eisenplatte verwendet, als untere diente das Quecksilber selbst. Angeheizt wurde das Gefäß durch eine Heizspirale. An die Elektroden, zwischen die seitlich das fluoreszenzerregende Licht (Funke- oder Quecksilberlampe) fiel, wurde eine bestimmte Spannung mittels einer Batterie kleiner Akkumulatoren gelegt; die Spannung ließ sich variieren von 2 bis 12 Volt. In diesem Stromkreis befand sich außer einem Vorschaltwiderstand und Stromwender das zur Messung der Stromstärken benutzte Drehspulengalvanometer, das eine Empfindlichkeit von etwa 1×10^{-9} Amp. besaß. Der bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht beobachtete Strom setzt sich aus zwei Teilen zusammen (s. Fig. 5). Er besteht einmal aus dem lichtelektrischen Strom aus der Kathode, der sein Maximum im höchsten Vakuum erreicht, und aus dem eigentlichen Strom durch Lichtionisierung des Dampfes. Bei von Null an wachsendem Druck wächst dieser zu einem Maximum,

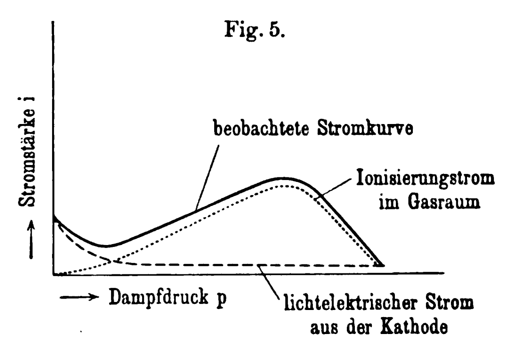
Fig. 4.



[1]) J. STARK, Phys. ZS. 10, 614, 1909.

um wieder abzunehmen, sobald der Dampfdruck so groß wird, daß das ionisierende Licht bereits in der Grenzschicht absorbiert wird. Man hat hier ähnliche Verhältnisse wie bei der Fluoreszenz. Während der Messungen stand der Quarzapparat durch eine nach oben führende Röhre mit der Luftpumpe in Verbindung. In diesem Rohr verdichtete sich beim Anheizen der Quecksilberdampf und erlaubte eine direkte Schätzung des im Gefäß vorhandenen Dampfdruckes aus der Höhe der kondensierten Quecksilbersäule. Vor Beginn der Versuche wurde das Gefäß noch einmal sorgfältigst evakuiert — es zeigte sich, wie bei der Fluoreszenzbeobachtung, daß selbst Spuren von fremden Gasen und Verunreinigungen den Effekt erheblich herabdrückten. Sodann wurde das Gefäß

Fig. 5.



allmählich angeheizt, während eine Spannung von 2 Volt an den Elektroden lag, und konstant belichtet, einmal mit der Quecksilberlampe, sodann mit den verschiedenen Funken. Die mit steigendem Dampfdruck vom Galvanometer angezeigten Stromstärken ergaben eine Kurve von der oben gezeichneten Form (s. Fig. 5). Das Maximum der Ionisierung lag etwa bei 18 mm Quecksilberdruck. Bei weiter gesteigertem Druck ging die Stromstärke wieder zurück. Wurde alsdann der Heizstrom unterbrochen, so ließ sich bei der Abkühlung dieselbe Stromkurve beobachten. Bei Belichtung mit der Quecksilberlampe nach konstantem Einbrennen (3,4 Amp. Belast.) und 2 Volt Elektrodenspannung wurde ein Strom von 1×10^{-8} Amp. im Vakuumgefäß gemessen. Dieser ging beim Anheizen zurück auf 1×10^{-9} Amp., um ein Maximum von 6×10^{-8} zu erreichen. Wurde die Gaszelle statt mit der Quecksilberlampe mit Al-Funken bestrahlt, so ergab sich eine Stromkurve von ähnlicher

Gestalt, nur waren die gemessenen Stromstärken etwa viermal kleiner. Der Funken wurde mit einem Induktorium mittlerer Größe, dem eine Leidener Flasche parallel geschaltet war, betrieben. Bei den letzteren Messungen des Ionisierungsstromes ließen sich die analogen Fluoreszenzvorgänge sehr gut verfolgen. Sobald in der Stromkurve das Minimum erreicht war und der durch das Fluoreszenzlicht bedingte Ionisierungsstrom hervortrat, war das Einsetzen der Fluoreszenz zu beobachten, die gemeinsam mit der Ionisierung einem Maximum zustrebte. War letzteres in der Stromkurve überschritten, so war deutlich das Zurückgehen der Fluoreszenz im Innern der Gaszelle zu beobachten, bis schließlich nur noch die Oberflächenschicht am Rande lebhaft fluoreszierte. Dasselbe wiederholte sich umgekehrt bei der Abkühlung. Wurde zwischen die erregende Lichtquelle und die Zelle eine Glasplatte geschoben, so wurde gleichzeitig Ionisierung und Fluoreszenz vernichtet. Irgendwelche Leitfähigkeit des unbelichteten Quecksilberdampfes war selbst bei der höchsten in der Gaszelle vorkommenden Temperatur nicht zu beobachten.

Wie früher bemerkt, zeigten sich in Farbe und Intensität der mit Funken angeregten Fluoreszenz je nach den verwendeten Al-, Cd-, Sn-, Wo-Fe-Funken deutliche Unterschiede. Dieselben traten noch in höherem Grade in der Ionisierungsstärke zutage. Während diese beim Al-Funken, wie die Fig. 6 zeigt, noch recht erheblich war, war sie beim Wo-Fe-Funken um eine Zehnerpotenz kleiner unter sonst gleichen Bedingungen, noch kleiner bei Verwendung des Sb-Funkens. Genaue quantitative Untersuchungen waren bei der schwankenden Funkenintensität zwecklos. Diese Verschiedenheiten in der Ionisierung lassen sich aber auf Grund der STARKschen Theorie erklären. Wie die Absorption von Licht in der langwelligen Bande weder Fluoreszenz erregen noch Ionisierung hervorrufen kann, so ist auch die Fluoreszenzerregung und Ionisierung um so schwächer, je mehr in längeren Wellen die Bande erregt wird. In dem Grade, wie die Bande mit kürzeren Wellen erregt, d. h. je größere Lichtquanten in ihr zur Absorption gebracht werden, um so stärker muß die Ionisierung sein[1]). Bei Erregung mit längeren Wellen nimmt die

[1]) Näheres siehe J. STARK, Phys. ZS. 10, 614, 1909.



Ionisierung rascher ab als die Fluoreszenz, da zur Erregung der letzteren event. auch partielle Abtrennung des Valenzelektrons, also eine kleinere Energiemenge genügt. Bei den Ionisierungsmessungen befand sich die erregende Lichtquelle in einem Abstand von 2 bis 4 cm, da mit der Quecksilberlampe ein Nähergehen wegen der entwickelten Wärme untunlich war. Bemerkenswert war der Einfluß, den die Lage der erregenden Lichtquelle in bezug auf die Elektroden für die Stromstärke hatte. Meist befand sich die Lichtquelle symmetrisch in halber Höhe der Elektroden. Wurde

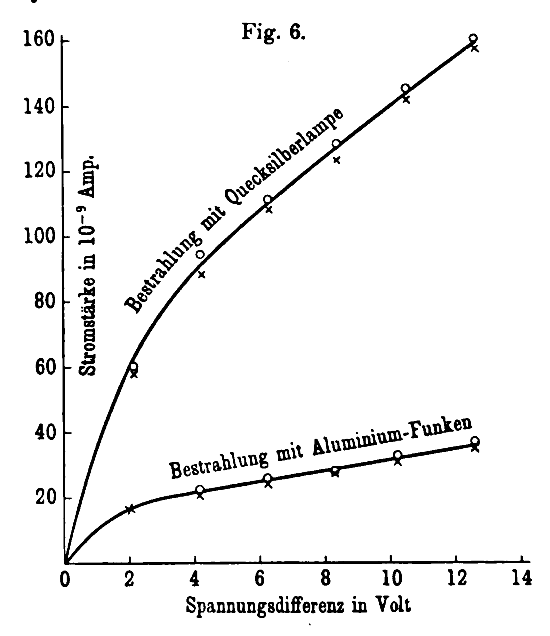


Fig. 6.

ihre Höhe geändert, so daß der Raum über der Kathode stärker als der an der Anode belichtet wurde, so stieg der Ionisierungsstrom erheblich; wurde der Raum an der Anode abgedeckt, z. B. durch eine Glasplatte, so änderte sich die Stromstärke nur minimal, während sie sehr stark zurückging, sobald der Kathodenraum abgeschirmt und unbelichtet blieb. Da die Stärke eines Ionisierungsstromes hauptsächlich vom Grade der Ionisierung im Gebiete des großen Kathodengefälles abhängt, ist dies erklärlich. In Fig. 6 sind die Kurven für die Stromstärke

wiedergegeben, wenn bei konstanter Belichtung und konstantem Dampfdruck die angelegte Spannung von 2 bis 12 Volt gesteigert wurde. Wie ersichtlich, ist Sättigungsstrom noch nicht erreicht. Wahrscheinlich ist die Erklärung hierfür nicht im Einsetzen der Stoßionisierung zu suchen, da bei dem relativ hohen Dampfdruck die Elektronen nicht die nötige freie Weglänge durchlaufen können, sondern der wirkliche Grund dürfte nach einer Vermutung von Herrn STARK[1]) in der geringen Abtrennungsgeschwindigkeit der losgelösten Elektronen liegen.

VI. Schluß.

In vorstehender Untersuchung wurde festgestellt, daß ultraviolett belichteter und fluoreszierender Quecksilberdampf ionisiert ist. Die Ionisierung dürfte so zu deuten sein, daß neben negativen Elektronen positive Restatome vorhanden sind. Gleichzeitig mit der Bande wurde das Auftreten der Linie 2536 in Emission, Fluoreszenz und Absorption beobachtet. Es ist interessant, daß an derselben Linie seinerzeit von Herrn STARK der Dopplereffekt in Kanalstrahlen beobachtet und von ihm dahin gedeutet wurde, daß die Träger dieser Linie positive Atomionen seien.

---

[1]) J. STARK, Phys. ZS. 10, 614, 1909.



Über ultramikroskopische Abbildung;
von H. Siedentopf.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 20. Sept. 1909.)

(Vgl. oben S. 415.)

Zur ultramikroskopischen Untersuchung von festen und flüssigen Kolloiden hat sich die Methode der Seitenbeleuchtung durch Abbildung eines Spaltes im Präparat als wirksam erwiesen. Für feste Kolloide, z. B. gefärbte Gläser und Kristalle, wird man keine leistungsfähigere Methode angeben können, auch nicht für kolloidale Lösungen, wenn bei letzteren die Bedingung der leichten Auswechselbarkeit der Lösungen gestellt wird. Immerhin ist diese Forderung in vielen Fällen unnötig, so daß man auch auf andere, zum Teil einfachere Weise eine wirksame Dunkelfeldbeleuchtung im Mikroskop als Vorbedingung für die Sichtbarmachung von Ultramikronen erzielen kann.

Eine Methode erreicht dies durch Zentralblende im Objektiv, die so im Verhältnis zur numerischen Apertur der Beleuchtung dimensioniert ist, daß sie das direkte beleuchtende Licht im Objektiv abfängt. Die Abbildung hat bei dieser Methode zwei prinzipielle Nachteile: erstens wird durch die Diaphragmierung des Objektivs die Helligkeitsverteilung im Beugungsscheibchen sehr störend geändert, zweitens bewirkt die Blendung im Objektiv eine Änderung des Auflösungsvermögens. Zufolge der Abblendung des zentralen Maximums rückt z. B. die Grenze eines noch richtig abgebildeten Gitterabstandes auf den doppelten Betrag, wie er für volle Öffnung gilt.

Einseitige Beleuchtung liegt schon der ältesten Dunkelfeldbeleuchtung von Reade (1837) zugrunde. Die Totalreflexion am Deckglase nutzte schon Wenham (1850) aus, dessen Methode von Woodward (1877) und Cotton und Mouton (1903) und Scarpa (1905) später als neu nachentdeckt wurde.

Für lineare Objekte hat diese Methode ebenfalls einen prinzipiellen Nachteil. Hier besteht nämlich eine sehr merkliche

Abhängigkeit der Sichtbarmachung vom Azimut der Beleuchtung. Nur wenn dieses ziemlich genau senkrecht zur Kante steht, kann diese in merklichem Maße Licht abbeugen.

Dieser Azimutfehler in der Beleuchtung wird vermieden, wenn man die Seitenbeleuchtung ringförmig anordnet, wie in den Dunkelfeldkondensoren nach WENHAM (Paraboloidkondensor), der neuerdings in verbesserter Form von ZEISS hergestellt wird, nach IGNATOWSKY und nach STEPHENSON. Das an Lichtstärke erreichbare Maximum wird von einem neuen aplanatischen Dunkelfeldkondensor von ZEISS geliefert, dessen Aplanatismus aus einer bisher unbekannten Eigenschaft der Kardioide hergeleitet werden kann.

Mit Hilfe dieser lichtstarken Dunkelfeldkondensoren, dem Paraboloidkondensor und noch besser dem neuen aplanatischen Dunkelfeldkondensor von ZEISS lassen sich eine Reihe von Eigentümlichkeiten ultramikroskopischer Abbildung bequem studieren, wie die Veränderung der Beugungsscheiben durch Diaphragmierung der Öffnung des Mikroskopobjektivs und die praktisch wichtigen Erscheinungen nichtsphärischer und asymmetrischer Wellen.

Von besonderem physikalischen Interesse sind die Anzeichen, die auf Doppelbrechung in den Beugungsscheiben hindeuten, so daß wir bei den Ultramikronen isotrope und anisotrope unterscheiden müssen.

Relativ einfach liegen die Verhältnisse noch bei Goldteilchen, welche das Goldrubinglas färben. Hier kommt hinsichtlich des Polarisationszustandes bis zu Größen, die 100 $\mu\mu$ nicht sehr übersteigen, im wesentlichen nur die RAYLEIGHsche Welle zur Geltung. Entsprechend zeigt sich bei Beleuchtung mit linear polarisiertem Licht in der hinteren Brennebene des Mikroskopobjektivs jedesmal in demjenigen Punkte Dunkelheit, welcher einer zu der Schwingungsrichtung im Polarisator parallelen Richtung im Fokus des Objektivs entspricht.

Jedes Goldteilchen verhält sich also wie eine linear polarisierte Lichtquelle, deren Schwingungen zur Schwingungsebene des Polarisators parallel liegen. In der Richtung dieser Schwingungen kann kein Licht emittiert werden — daher der dunkle Fleck —, weil das ja sonst auf longitudinale Schwingungen führen würde.

Viel verwickelter sind die Erscheinungen bei Silberteilchen, die sich aus kolloidaler Lösung durch Adsorption am Glase absetzen. Hier besteht keine Richtung verschwindender Intensität. Die Teilchen verhalten sich bei ringförmiger Seitenbeleuchtung wie kleine Lichtquellen, in denen nach zwei zueinander senkrechten Richtungen das Licht schwingen kann. Die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen ist sehr groß, weil die Teilchen ungeordnet liegen, in allen Farben, wenn auch vorwiegend violett, auftreten und dazu noch pleochroitisch sind.

Die lichtstarken Dunkelfeldkondensoren eignen sich schließlich auch gut zur Momentaufnahme schnell ablaufender mikroskopischer Vorgänge. Ich zeige als Beispiele Bilder lebender Bakterien, wie der Spirochaete pallida und lebender Spermatozoen des Menschen. Für den Physiker sind besonders interessant Aufnahmen der BROWNschen Molekularbewegung. Eine bemerkenswerte Bestätigung der kinetischen Theorie bieten Momentaufnahmen einer kolloidalen Silberlösung nach CAREY LEA auf fallender Platte. Die Teilchen beschreiben eine in der Fallrichtung der Platte auseinandergezogene Kurve auf der Platte; die ganz unregelmäßigen Schwingungen der Teilchen zeigen, daß auch in den kleinen Zeitelementen von $^1/_{100}$ Sekunde und darunter der von der kinetischen Theorie geforderte Zufall die Schwingungen regiert (Figur s. Phys. ZS. **10**, Heft 22, Tafel XIII, 1909).

Wie das ausgestellte Demonstrationspräparat und der zugehörige Apparat zeigt, ist die Zusammensetzung des neuen lichtstarken Ultramikroskops von ZEISS so einfach, daß diese wirkungsvolle Demonstration der BROWNschen Bewegung und kolloidaler Lösungen allgemeinere Aufnahme in den physikalischen und chemischen Experimentalvorlesungen finden sollte.

Über die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie;

von A. Sommerfeld.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 21. Oktober 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

MINKOWSKI hat uns gelehrt, die LORENTZ-EINSTEINsche Transformation aufzufassen als „Raumzeitdrehung“, d. h. als eine Transformation vom Charakter der gewöhnlichen Drehung, aber nicht im Raum xyz, sondern in der vierdimensionalen Mannigfaltigkeit der Größen $xyzl$, wo $l = ict$ ebenfalls eine Länge, nämlich den mit der imaginären Einheit multiplizierten „Lichtweg“ bedeutet. Führt das gestrichene Bezugssystem gegen das ungestrichene eine Translation von der gleichförmigen Geschwindigkeit v nach der x-Achse aus und bedeutet β das Geschwindigkeitsverhältnis c/v, so lauten die Transformationsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} x' &= x\cos\varphi + l\sin\varphi, \quad y' = y \\ l' &= -x\sin\varphi + l\cos\varphi, \quad z' = z \end{aligned}\right\} \qquad 1)$$

und es besteht zwischen dem imaginären Drehwinkel φ und dem Geschwindigkeitsverhältnis β die Beziehung:

$$\operatorname{tg}\varphi = i\beta, \quad \cos\varphi = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \sin\varphi = \frac{i\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad 2)$$

Ich möchte an einigen Beispielen zeigen, wie nützlich diese Analogie (oder analytisch gesprochen, diese Identität) zwischen Raumzeitdrehungen und gewöhnlichen Raumdrehungen für die Kinematik der Relativtheorie ist.

Setzen wir zwei Drehungen von gleicher Achse, oder, wie wir lieber sagen wollen, von gleicher Drehebene zusammen, so addieren sich die Drehungswinkel, nicht ihre trigonometrischen Funktionen.

Dasselbe gilt von zwei Translationen gleicher Richtung x (zwei Raumzeitdrehungen in der gleichen Ebene xl); sind φ_1, φ_2 die (imaginären) Drehwinkel, φ der bei der Zusammensetzung

resultierende Winkel, β_1, β_2, β; v_1, v_2, v die zugehörigen Geschwindigkeitsverhältnisse und Geschwindigkeiten, so wird

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$$

und daher

$$\beta = \frac{1}{i}\operatorname{tg}(\varphi_1 + \varphi_2) = \frac{1}{i}\frac{\operatorname{tg}\varphi_1 + \operatorname{tg}\varphi_2}{1 - \operatorname{tg}\varphi_1 \operatorname{tg}\varphi_2} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1 \beta_2}$$

oder auch

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2 : c^2}.$$

Dies ist das berühmte Additionstheorem der Geschwindigkeiten von EINSTEIN; es verliert in der MINKOWSKIschen Auffassung alles Befremdliche.

Zwei Drehungen gleicher Drehebene sind vertauschbar, d. h. ihr Ergebnis ist unabhängig von der Reihenfolge der Einzeloperationen. Dasselbe gilt von zwei Translationen gleicher Richtung; denn es ist $\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi_2 + \varphi_1$. Zwei Drehungen in verschiedenen Ebenen dagegen sind es nicht, ebensowenig, wie zwei Translationen von verschiedener Richtung. Der Grund hierfür liegt offenbar darin, daß durch die erste Drehung die Ebene der zweiten Drehung im allgemeinen verlagert wird, nämlich immer dann, wenn die beiden Ebenen nicht zusammenfallen.

Führen wir z. B. eine erste Raumzeitdrehung in der xl-Ebene vom Drehwinkel φ_1 und relativ zu dem so bewegten System eine zweite Raumzeitdrehung in der yl-Ebene aus, deren Drehwinkel φ_2 vom bewegten System aus geschätzt wird, so ergibt sich nach dem Schema 1):

$$\begin{aligned} x_1 &= x\cos\varphi_1 + l\sin\varphi_1, \\ y_1 &= y, \\ l_1 &= -x\sin\varphi_1 + l\cos\varphi_1 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 = x\cos\varphi_1 + l\sin\varphi_1, \\ y_2 &= y_1\cos\varphi_2 + l_1\sin\varphi_2 = -x\sin\varphi_1\sin\varphi_2 + y\cos\varphi_2 \\ &\qquad + l\cos\varphi_1\cos\varphi_2, \\ l_2 &= -y_1\sin\varphi_2 + l_1\cos\varphi_2 = -x\sin\varphi_1\cos\varphi_2 - y\sin\varphi_2 \\ &\qquad + l\cos\varphi_1\cos\varphi_2. \end{aligned}$$

Ein an der zusammengesetzten Bewegung φ_1, φ_2 teilnehmender Punkt $x_2 = \text{const}$, $y_2 = \text{const}$ beschreibt also im System xy eine Gerade, deren Richtung sich bestimmt aus:

$$0 = dx \cos\varphi_1 + dl \sin\varphi_1,$$
$$0 = -dx \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 + dy \cos\varphi_2 + dl \cos\varphi_1 \cos\varphi_2,$$

zu:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx}{dl} &= -\operatorname{tg}\varphi_1, \\ \frac{dy}{dl} &= \operatorname{tg}\varphi_2 \left(\frac{dx}{dl}\sin\varphi_1 - \cos\varphi_1\right) = -\frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\cos\varphi_1} \end{aligned}\right\} \qquad 3)$$

oder wegen 2):

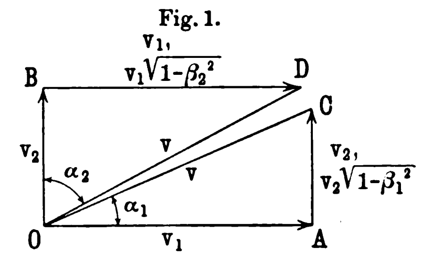
$$\frac{1}{c}\frac{dx}{dt} = \beta_1, \qquad \frac{1}{c}\frac{dy}{dt} = \beta_2\sqrt{1-\beta_1^2}. \qquad 4a)$$

Dagegen ergibt sich bei umgekehrter Reihenfolge:

$$\frac{1}{c}\frac{dy}{dt} = \beta_2, \qquad \frac{1}{c}\frac{dx}{dt} = \beta_1\sqrt{1-\beta_2^2}. \qquad 4b)$$

Haben wir also in der Zeichenebene der Fig. 1 ein rechtwinkliges Lineal, dessen beide Schenkel in der Anfangslage mit OA, OB zusammenfallen, und führen wir an dem Schenkel OB desselben einen Zeichenstift mit der Geschwindigkeit $v_2 = \beta_2 c$ entlang, während wir gleichzeitig das Lineal in der Richtung seines anderen Schenkels OA mit der Geschwindigkeit $v_1 = \beta_1 c$ verschieben, so beschreibt der Zeichenstift eine andere Bahn, als wenn wir ihn mit v_1 längs OA führen und das Lineal mit v_2 in der Richtung OB verschieben. Die Abweichung beider Bahnen in der Zeiteinheit (OC im ersten, OD im zweiten Falle) ist klein von der zweiten Ordnung, wenn β_1, β_2 klein von der ersten Ordnung sind. Sie hat ihren Grund darin, daß im ersten Falle die Geschwindigkeit v_2 von dem bewegten System (Lineal) aus wegen des von der Bewegung abhängenden Zeitbegriffs anders geschätzt wird, wie von dem ruhenden System (Zeichenebene) aus; und entsprechend im zweiten Falle die Geschwindigkeit v_1. Genau denselben Tatbestand haben wir oben dahin ausgedrückt, daß im Raume der xyl durch Ausführung der einen Raumzeitdrehung die Ebene der anderen Raumzeitdrehung verlagert wird. In der

Fig. 1.



Figur sind die Geschwindigkeiten AC, BD so gezeichnet, wie sie von der ruhenden Zeichenebene aus erscheinen; von den ihnen beigefügten Größen bedeutet die obere die vom bewegten Lineal, die untere die von der ruhenden Zeichenebene aus geschätzte Geschwindigkeit.

Für die resultierende Geschwindigkeit $v = \beta c$, wie sie vom ruhenden System aus beurteilt wird, ergibt sich aus 4a) und 4b) der in beiden Fällen gleiche Wert:

$$\beta^2 = \frac{1}{c^2}\left[\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2\right] = \beta_1^2 + \beta_2^2 - \beta_1^2 \beta_2^2$$

oder

$$1 - \beta^2 = (1 - \beta_1^2)(1 - \beta_2^2),$$

oder, wenn wir neben φ_1, φ_2 den resultierenden Drehwinkel φ einführen, nach 2):

$$\cos\varphi = \cos\varphi_1 \cos\varphi_2. \tag{5}$$

Sind α_1 und α_2 die in der Figur bezeichneten Bahnneigungen, so folgt aus 3):

$$\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\sin\varphi_1}$$

und entsprechend

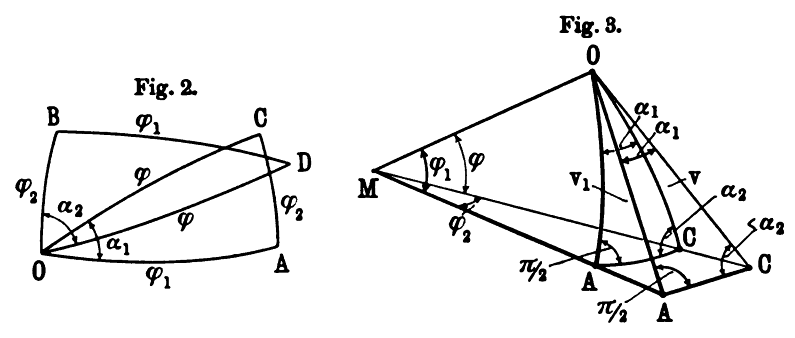
$$\operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{\operatorname{tg}\varphi_1}{\sin\varphi_2} \tag{6}$$

wobei stets gilt:

$$\alpha_1 + \alpha_2 < \frac{\pi}{2}. \tag{7}$$

Auch diese zunächst befremdenden Resultate werden vom MINKOWSKIschen Standpunkt völlig durchsichtig. Setzen wir nämlich (Fig. 2) die Drehwinkel φ_1, φ_2 als Bögen auf einer Einheitskugel aneinander, so daß in Dreieck OAC der Winkel bei A, in Dreieck OBD der Winkel bei B ein rechter ist, so ergibt sich der resultierende Drehwinkel $OC = OD = \varphi$ unmittelbar aus dem Kosinussatz als Hypothenuse der beiden unter sich kongruenten sphärischen Dreiecke in Übereinstimmung mit Gl. 5). Daß die resultierende Drehebene von der Reihenfolge der zusammensetzenden Drehungen abhängt, zeigt die Anschauung; denn der größte Kreis durch B senkrecht zu OB geht ersichtlich nicht durch C, sondern schneidet AC. Die sogenannte NEPERsche Regel für rechtwinklige sphärische Dreiecke liefert die Formel 6) für

die Kathetenwinkel α_1, α_2. Die Summe der Winkel im sphärischen Dreieck ist größer als zwei rechte, die Summe der Kathetenwinkel im rechtwinkligen sphärischen Dreieck also größer als ein rechter, wie Fig. 2 zeigt. Und zwar wird der Überschuß (sphärischer Exzeß) gleich dem Inhalt des Dreiecks auf der Einheitskugel. Nun sind die Seiten unserer sphärischen Dreiecke im Fall der Raumzeitdrehungen imaginär, ihre Inhalte also negativ. Der sphärische Exzeß wird also hier zum sphärischen Defekt, er



bedingt die Ungleichung 7) und die Divergenz der Bahnen OC, OD in Fig. 1[1]).

Zusammenfassend können wir sagen: **Für die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten in der Relativtheorie gelten nicht mehr die Formeln der ebenen, sondern die der sphärischen Trigonometrie (mit imaginären Seiten).** Durch diese Bemerkung wird der umständliche Transformationskalkül, von dem wir oben eine Probe gaben, entbehrlich und ersetzbar durch übersichtliche Konstruktionen auf einer Kugel. Hierfür ein weiteres Beispiel:

---

[1]) Um das Verhältnis beider Figuren zu erläutern, diene folgendes: Fig. 1 entsteht, wenn wir Fig. 2 vom Mittelpunkte M der Kugel auf die Tangentialebene im Punkte O zentral projizieren. Dabei bleiben die Winkel bei O erhalten, desgleichen die rechten Winkel bei A und B; die von O auslaufenden Seiten $\varphi_1\, \varphi_2\, \varphi$ werden durch ihre Tangenten bzw. die ihnen proportionalen Geschwindigkeiten $v_1\, v_2\, v$ ersetzt. Dagegen werden durch diese Projektion die Winkel bei C und D abgeändert (sie sind in Fig. 2 gleich α_2 bzw. α_1, dagegen in Fig. 1 größer als α_2 bzw. α_1) und die Seiten CA und BD nicht einfach durch ihre Tangenten ersetzt. Fig. 3 zeigt, wie sich diese Projektion für das Dreieck OAC im Reellen gestalten würde.

Sind die beiden Geschwindigkeiten v_1, v_2 unter dem beliebigen Winkel α gegeneinander geneigt, so wird in dem sphärischen Dreieck OAC der Fig. 2 der Außenwinkel bei A ebenfalls α und es berechnet sich der resultierende Drehwinkel φ nach dem allgemeinen Kosinussatz der sphärischen Trigonometrie zu:

$$\cos\varphi = \cos\varphi_1 \cos\varphi_2 - \sin\varphi_1 \sin\varphi_2 \cos\alpha. \tag{8}$$

Wollen wir dies auf die Geschwindigkeiten v_1, v_2, v umrechnen, so ergibt sich nach 2):

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1+\beta_1\beta_2\cos\alpha}{\sqrt{1-\beta_1^2}\sqrt{1-\beta_2^2}},$$

$$v^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + 2 v_1 v_2 \cos\alpha - \frac{1}{c^2} v_1^2 v_2^2 \sin^2\alpha}{\left(1 + \frac{1}{c^2} v_1 v_2 \cos\alpha\right)^2} \tag{9}$$

eine Formel, die bereits EINSTEIN[1]) aus den Transformationsgleichungen abgeleitet hat. Wie man sieht, ist Formel 8) übersichtlicher als 9), ebenso wie Fig. 2 übersichtlicher war als Fig. 1. Dies erklärt sich daraus, daß es dem Sinn der Relativtheorie offenbar besser entspricht, mit den Drehwinkeln zu rechnen und (unter Berücksichtigung der Realitätsverhältnisse) zu konstruieren, statt ausschließlich mit ihren Tangenten, den Geschwindigkeiten.

Der einzige Zweck dieser kleinen Mitteilung war der, zu zeigen, daß die tiefsinnige Raumzeitauffassung MINKOWSKIs nicht nur in systematischer Hinsicht den allgemeinen Aufbau der Relativtheorie erleichtert, sondern sich auch bei speziellen Fragen als bequemer Führer bewährt.

---

[1]) Jahrbuch der Radioaktivität **4**, 423, 1908.

Über neue Methoden und Apparate zur Messung von Erderschütterungen kleinster Periode,

nach gemeinsam mit Herrn Dr. FRANZ WEIDERT ausgeführten Untersuchungen,

von Leo Grunmach.

(Aus den Sitzungsberichten der Kgl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin in etwas erweiterter Form mitgeteilt vom Verfasser[1]).

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 418.)

Hierzu zwei Tafeln, enthaltend die Figuren 7 bis 9.

Vor 23 Jahren habe ich in der Berliner Physikalischen Gesellschaft[2]) über einige von mir angewandte Versuchsmethoden zur Messung der Stärke und Fortpflanzung kleiner künstlich hervorgerufener periodischer Erderschütterungen, z. B. solcher, die infolge regen Fabrikbetriebes oder bei lebhaftem Straßenverkehr oder durch eine fahrende Lokomotive erzeugt werden, berichtet, von denen nur eine, auf der GAUSS-POGGENDORFFschen Spiegelablesung beruhende, einigermaßen sichere numerische Werte der zu messenden Größen lieferte. Obschon diese Versuche dem damaligen Stande der Seismometrie gemäß mit recht primitiven Mitteln ausgeführt worden waren, boten sie doch den Anlaß, daß mir vor nunmehr drei Jahren seitens der Provinzialverwaltung Schlesiens folgende interessante, für die moderne Bauingenieurwissenschaft wichtige Untersuchung übertragen wurde:

Es sollten die Felsschwingungen gemessen werden, die an der Queistalsperre (bei Marklissa in Schlesien) durch den Absturz größerer Wassermassen hervorgerufen werden.

In erster Linie hatte ich in Aussicht genommen, mit Hilfe von speziell für diesen Zweck gebauten seismometrischen Appa-

---

[1]) L. GRUNMACH, Sitzungsber. d. Königl. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 29. Juli 1909.

[2]) L. GRUNMACH, Über Versuche zur Messung kleiner periodischer Erderschütterungen. Verh. d. Phys. Gesellsch. zu Berlin 1886, Nr. 8, S. 58 bis 64.

raten an einer größeren Anzahl von Punkten der Sperrmauer und des Felsens Kurven aufzunehmen, welche analog den Erdbebendiagrammen die Lage eines bestimmten Boden- und Felsteilchens als Funktion der Zeit angeben. Als wichtigster Teil der Untersuchung war aber die Aufgabe gestellt worden, die Erschütterungen des Felsens auch unmittelbar an derjenigen Stelle des Umlaufstollens zu messen, die von dem durch die Abfallschächte herabstürzenden Wasser direkt getroffen wird, da hier naturgemäß die größten Erschütterungen erwartet werden mußten. Durch diese Forderung wurde aber die Untersuchung zu einer höchst komplizierten und schwierigen, da diese Stelle bei gefülltem Staubecken nicht mehr zugänglich ist, so daß die Apparate im Innern des Felsens wasserdicht eingebaut werden mußten und nur aus der Ferne zu beobachten waren, wofür allein elektrische Methoden in Frage kommen konnten.

Nachdem diese Untersuchungen, die ich gemeinschaftlich mit Herrn Dr. FRANZ WEIDERT ausgeführt habe, vor kurzem zum Abschluß gekommen sind, möge es mir gestattet sein, an dieser Stelle in Kürze über die von uns angewandten Methoden und Apparate zu berichten, da durch sie zum ersten Male die Möglichkeit geboten ist, Bodenerschütterungen kleinster Periode bei sehr geringer Amplitude [1]) in exakter Weise zu messen.

Die nach unseren Angaben von Herrn Mechaniker PAUL STÜCKRATH in Friedenau für diese Untersuchung angefertigten Apparate waren:

1. ein Apparat zur Messung der maximalen Werte der auftretenden Beschleunigung in drei zueinander senkrechten Richtungen (Dreipendelapparat);

2. ein Horizontalpendel zur Messung der Verschiebungen der Felsteilchen in horizontaler Richtung, und zwar mit mikrophotographischer Registrierung für oberirdische Beobachtungen und mit magneto-induktiver Registrierung für Messungen an unzugänglicher Stelle.

---

[1]) Die gefundenen Perioden der Felserschütterungen betrugen 0,029 bis herunter zu 0,0025 Sek., während die zugehörigen Amplituden zwischen 0,001 und 0,00005 mm schwankten.

I. Apparat zur Messung der maximalen Werte der auftretenden Beschleunigungen.

Das Prinzip der Meßmethode besteht darin, daß der zu messende maximale Wert der auftretenden Beschleunigungen mit einer meßbar einzustellenden, also bekannten Beschleunigung verglichen wird, und läßt sich durch folgende einfache Betrachtung erläutern:

Greift an einem auf ebener Unterlage ruhenden Körper von der Masse M außer der Schwere noch eine nach oben gerichtete Federkraft F an, so ist die Kraft P_0, mit der der Körper auf der Unterlage aufliegt,

$$P_0 = Mg - F,$$

wo g die Erdbeschleunigung bedeutet. Wird die Unterlage mit einer Beschleunigung b nach unten bewegt, so ist die Kraft, mit der der Körper dann aufliegt, nur noch

$$P = M(g - b) - F.$$

Wird nun die Beschleunigung b immer größer, so wird die Auflagekraft P immer kleiner, und wenn P gleich Null geworden ist, findet eben noch zwischen dem Körper und seiner Unterlage Kontakt statt, der aber momentan unterbrochen wird, sobald b noch weiter wächst. Diese kritische Beschleunigung

$$b = g - \frac{F}{M}$$

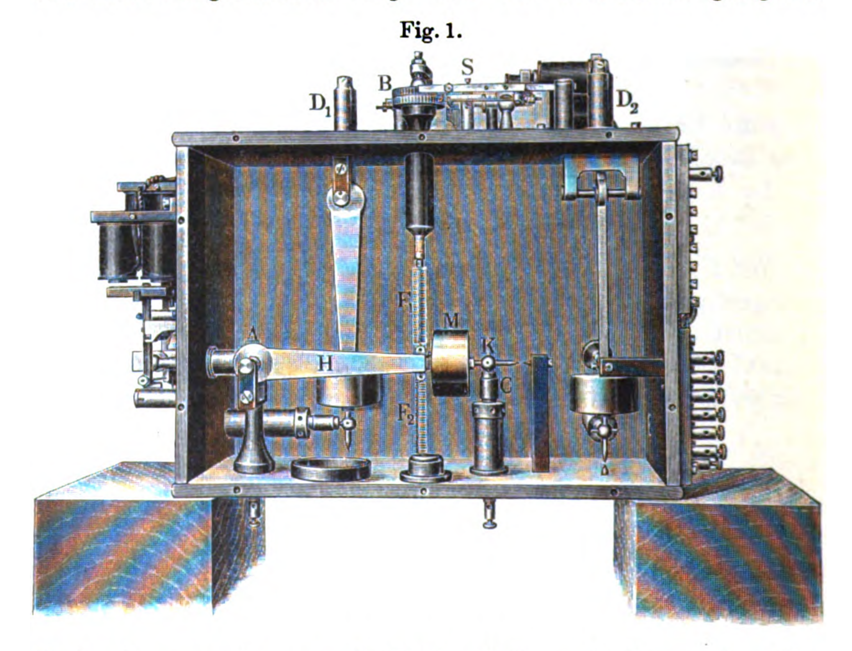
kann durch Veränderung der Federkraft F auf beliebige Werte zwischen Null und der Erdbeschleunigung g eingestellt werden.

Um nun den Maximalwert der bei einer auf- und niedergehenden Bewegung der Unterlage auftretenden Beschleunigungen zu messen, stellt man die Feder zunächst auf eine solche Kraft F ein, daß der Körper mit seiner Unterlage sicher in Kontakt bleibt, und vergrößert dann allmählich die Federkraft bis zu dem Momente der Kontaktunterbrechung. Sind die zu messenden Beschleunigungen größer als g, so läßt man die Federkraft nach unten wirken.

Die Einrichtung und Wirkungsweise des Apparates zur Messung der maximalen Beschleunigungen läßt sich am einfachsten an dem einen horizontal liegenden Pendel des in Fig. 1 abgebildeten Dreipendelapparates erläutern. Der die stationäre Masse M tragende Hebel H ist bei A drehbar gelagert und

ruht mit der Kugel *K* auf der plan geschliffenen Fläche des vertikal verstellbaren Ambosses *C* auf. Der Druck, mit dem die Kontaktkugel des Hebels auf der Unterlage aufliegt, kann in seiner Größe verändert werden durch die größere oder geringere Spannung der Federn F_1 bzw. F_2, von denen die erstere durch die Mikrometerschraube *B* gespannt werden kann. Die Bewegung der Mikrometerschraube in dem einen oder anderen Sinne erfolgt für jedes der drei Pendel durch je ein Sperrklinkenwerk *S*, welches auf elektromagnetischem Wege von der oberirdisch gelegenen

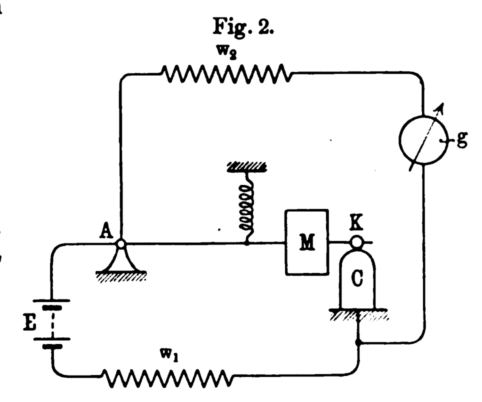
Fig. 1.



Beobachtungsstation aus betätigt wird, und dessen jeweilige Stellung an einem dort befindlichen, synchron arbeitenden Anzeigeapparat abgelesen werden kann. Die Reibung der Achse *A* in ihrem Lager wird bei diesem horizontal liegenden Pendel dadurch unschädlich gemacht, daß die Feder genau in seinem Schwerpunkt angreift, bei den beiden anderen vertikal hängenden Pendeln dadurch, daß ihr Gewicht durch je eine in den Hülsen D_1 bzw. D_2 befindliche Entlastungsfeder aufgehoben ist. Der Moment der Kontaktunterbrechung zwischen der Kugel *K* und der ebenen

Auflagefläche des Ambosses C wurde in dem etwa 300 m von der Einmauerungsstelle entfernten Laboratorium mittels eines Saitengalvanometers beobachtet, weil dies vor anderen Galvanometern bekanntlich den Vorzug besitzt, momentanen Stromstößen schnell und sicher zu folgen. Zu diesem Zwecke ist der Amboß C von dem Gehäuse isoliert und mit einer Klemmschraube versehen, während die Kontaktkugel durch den Hebel und die Federn mit einer am Gehäuse befindlichen Klemme in Verbindung steht. Zur Messung wird nun an jene beiden Klemmen, wie aus Fig. 2 ersichtlich, einerseits die Batterie E mit einem Vorschaltwiderstand w_1 angelegt, dessen Größe so zu wählen ist, daß die Klemmenspannung am Erschütterungsapparat keine zu große wird, und andererseits, also diesem Stromkreis parallel, das EINTHOVENsche Saitengalvanometer g in der kleineren EDELMANNschen Form [1]).

Fig. 2.



Solange nun die Kontaktkugel auf ihrer Unterlage aufliegt, geht der Strom der Batterie E vorzugsweise durch den äußerst kleinen Widerstand des Hebels und Ambosses, während durch den Galvanometerkreis infolge des sehr hoch gewählten Vorschaltwiderstandes w_2 kein meßbarer Strom hindurchgeht. Wird aber der Kontakt, wenn auch nur auf ganz kurze Zeit, unterbrochen, so geht der ganze Strom der Batterie E durch das Galvanometer und lenkt dessen Faden während der Dauer der Kontaktunterbrechung ab.

Als geeignetstes Material für die Kontaktflächen erwies sich schließlich, nachdem längere Versuche mit verschiedenen Platin-Iridium-Legierungen sowie mit Spiegelmetall und Stahl weniger günstige Resultate ergeben hatten, eine von W. C. HERÄUS in Hanau hergestellte Legierung von 50 Proz. Osmium mit 50 Proz.

[1]) M. EDELMANN, Phys. ZS. 7, 115, 1906.

Iridium. Dieser Kontakt gewährleistet infolge der außerordentlichen Härte des Osmium-Iridiums eine vollkommene Unveränderlichkeit gegen mechanische Einwirkungen und hat sich auch in bezug auf seine Beständigkeit gegen atmosphärische Einflüsse auf das glänzendste bewährt.

Die Theorie des Apparates läßt sich im Anschluß an die obigen Betrachtungen folgendermaßen entwickeln: Es sei l die Entfernung des Schwingungsmittelpunktes, L die des Kontaktpunktes vom Drehungspunkt A des Pendels; ferner sei J das Trägheitsmoment des Pendels in bezug auf die durch A gehende Achse.

Solange keine Erschütterungen stattfinden, sei wieder die Kraft, mit der die Kontaktkugel aufliegt, gleich P_0. Bei dem horizontal liegenden Pendel wird diese durch die gemeinschaftliche Wirkung von Federkraft und Pendelgewicht hervorgebracht, bei den vertikal hängenden Pendeln durch die Wirkung der Federkraft allein. Bewegt sich nun der Boden und mit ihm der ganze Apparat mit der Beschleunigung b in der Richtung von Kontaktkugel nach Amboß, so ergibt sich nach einfacher Betrachtung die Auflagekraft zu

$$P = P_0 - \frac{J b}{l L},$$

also wenn — bei der Kontaktunterbrechung — P gleich Null wird,

$$b = \frac{l L}{J} P_0.$$

Da l, L und J nur von den Dimensionen des Pendels abhängen, kann man auch schreiben:

$$b = C P_0,$$

wobei

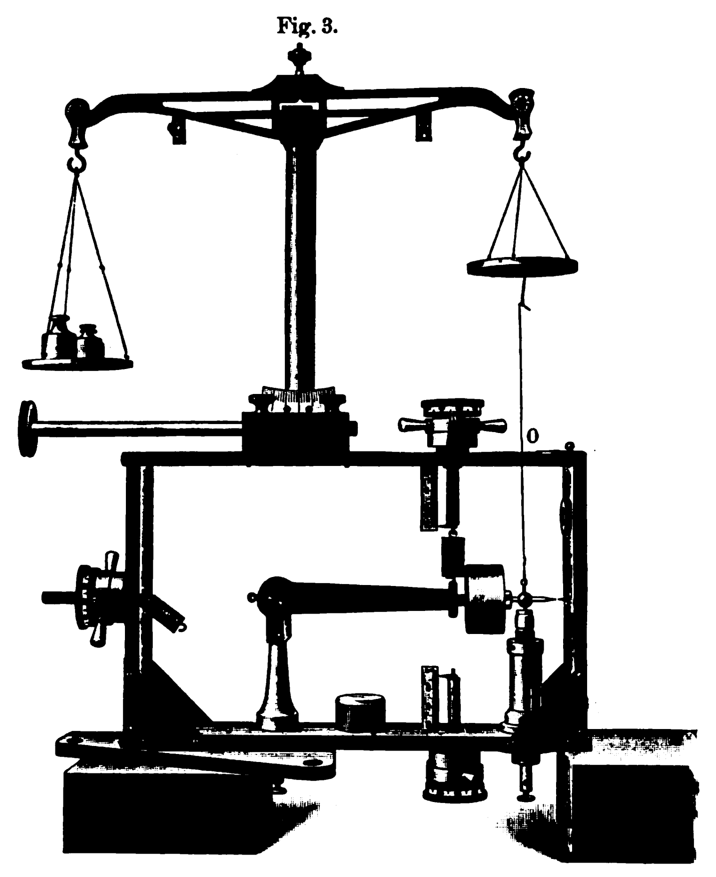
$$C = \frac{l L}{J}$$

die Konstante des Instruments bedeutet.

Die Auflagekraft P_0 wurde bei jedem der drei Pendel für mehrere Stellungen der Mikrometerschraube mittels einer auf den Apparat zu diesem Zweck aufzuschraubenden Wagevorrichtung unmittelbar experimentell bestimmt, um so Eichungskurven für die einzelnen Meßfedern zu gewinnen. In welcher Weise dies geschieht, ist aus Fig. 3 ersichtlich, die die Wagevorrichtung in Verbindung

mit dem für unsere ersten Vorversuche gebauten einfachen Pendelapparat darstellt. An der einen Wageschale ist nämlich ein Draht befestigt, der durch die Öffnung O hindurchgeht und an seinem unteren Ende eine kleine Gabel zur Aufnahme eines genau mitten durch die Kontaktkugel gehenden Stahlstiftes trägt. Durch

Fig. 3.



Auflegen von Normalgewichten auf die andere Wageschale läßt sich dann bei horizontaler Lage des Hebels die Kraft P_0 direkt bestimmen. Um auch bei vertikaler Lage des Hebels für die verschiedenen Federn und deren verschiedene Spannungen die Kräfte P_0 zu erhalten, muß man von den bei horizontaler Lage des Hebels gemessenen Auflagekräften noch die Kraft abziehen, mit

der die Kontaktkugel in horizontaler Lage des Hebels vermöge seines Gewichtes allein auf dem Amboß aufliegt, da bei vertikaler Lage des Hebels die auf ihn wirkende Schwerkraft durch die Achse A hindurchgeht, ein Drehmoment von ihr also nicht ausgeübt wird. Ist demnach die Konstante des Instruments sowohl wie P_0 im CGS-System gemessen, so erhält man die Beschleunigung in cm/sec². Den maximalen Wert der auftretenden Beschleunigungen erhält man also, wenn man in der oben beschriebenen Weise die Kraft der Meßfeder und damit P_0 bis zum Eintritt der Kontaktunterbrechung ändert.

Die beobachteten Maximalwerte der Beschleunigungen schwankten bei unseren Versuchen je nach den Abflußverhältnissen zwischen 5 und 130 cm/sec².

II. Horizontalpendel.

Das Horizontalpendel, welches zur Messung der wahren Bodenbewegungen in horizontaler Richtung dient, unterscheidet sich von den zu seismometrischen Zwecken gebräuchlichen im wesentlichen durch die Art der Aufzeichnung der Pendelschwingungen. Während nämlich bei den zur Registrierung von Erdbeben gebräuchlichen Seismographen wegen der längeren Perioden der Erdbodenschwingungen, die etwa eine Sekunde bis zu einer Minute und darüber betragen, die Aufzeichnung der Wellen mittels Hebelübertragung und Schreibstift auch für die stärksten Vergrößerungen ausreicht, würde bei den durch den Wasserabsturz hervorgerufenen Felserschütterungen von sehr kurzer Periode (0,029 bis herunter zu 0,0025 Sek.) diese Registrierungsart wegen der Trägheit und Elastizität des Hebelwerkes vollkommen versagen. Für solche schnellen Schwingungen käme deshalb in erster Linie eine optische Methode in Betracht. Die gewöhnlich angewandte photographische Registriermethode ist jedoch in der bei den Seismographen gebräuchlichen Form, bei der ein Lichtstrahl durch einen am Pendel befestigten Spiegel abgelenkt wird, nur bei schwachen und mittleren Vergrößerungen mit Vorteil zu verwenden, während zur Erzielung stärkerer (z. B. 1000 facher Vergrößerungen) ein ungewöhnlich großer Registrierabstand erforderlich wäre, wodurch die Schärfe der Bilder beeinträchtigt würde, ganz abgesehen davon, daß ein so großer Abstand zwischen Spiegel und

lichtempfindlichem Papier bei ähnlichen Untersuchungen in der Praxis kaum zu Gebote stehen dürfte. Zwar kann man unter anderem den erforderlichen Registrierabstand dadurch verkleinern, daß man die Drehungen des Pendels durch einen Hebelmechanismus schon in vergrößertem Maße auf den Spiegel selbst überträgt. In diesem Falle wären jedoch wieder bewegliche Zwischenglieder notwendig, die, wie vorhin erwähnt, die Sicherheit der Registrierung so schneller Schwingungen in hohem Maße gefährden.

Das Horizontalpendel wurde deshalb zunächst mit mikrophotographischer Registrierung ausgerüstet, dergestalt, daß die Bewegungen einer an der stationären Masse angebrachten Marke durch ein Projektionsmikroskop in jeder beliebigen Vergrößerung auf dem mit konstanter Geschwindigkeit bewegten lichtempfindlichen Papier aufgezeichnet werden können.

Für die Messungen an den unterirdisch gelegenen unzugänglichen Stellen im Innern des Felsens kam zur Anwendung eine magneto-induktive Registrier- und Messungsmethode, indem die Induktionsströme, die durch die Relativbewegungen der stationären Masse gegen den Erdboden in einer in einem starken Magnetfelde befindlichen Spule erregt werden, durch ein Kabel nach oben geleitet und hier mit Hilfe eines Saitengalvanometers aufgezeichnet wurden. Diese Induktionsströme liefern unmittelbar nur die Geschwindigkeitskurve, aus der in der später zu beschreibenden Weise die Größe der Bewegung selbst abgeleitet wird.

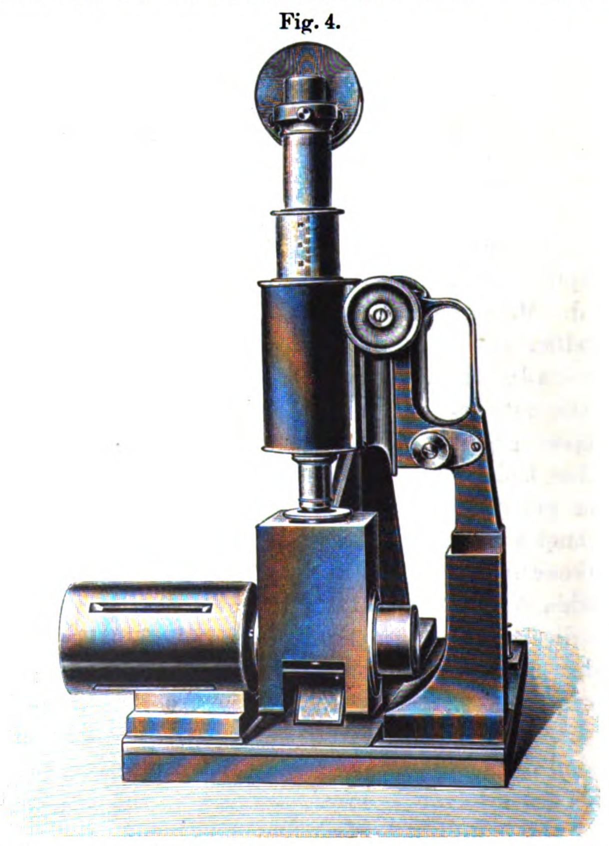
Um die nötigen Untersuchungen über die Brauchbarkeit sowohl der mikrophotographischen wie der magneto-induktiven Registriermethode an einem und demselben Pendel anstellen zu können, wurde das Horizontalpendel deshalb zunächst so ausgeführt, daß die Registrierung sowohl auf dem einen wie auf dem anderen Wege erfolgen konnte.

Fig. 4 und 5 stellen das Instrument mit mikrophotographischer Registrierung, von vorn und von der Seite gesehen, dar. An einer mittels Libelle und Stellschrauben[1]) nivellierbaren versteiften Grundplatte P ist der solide Träger T für das Horizontal-

[1]) Die in der Figur sichtbaren Stellschrauben kamen nur bei den Vorversuchen im Laboratorium zur Anwendung; bei den eigentlichen Versuchen war die Grundplatte, wie auf S. 597 angegeben, durch drei starke Bolzen mit dem Boden des Eisenkastens verschraubt.

pendel aufgeschraubt. An diesem Träger ist mittels der beiden Blattfedern F_1, F_2 der dreieckartige Rahmen R aufgehängt, der an seinem vorderen Ende die etwa 2 kg schwere parallelepipedische stationäre Masse M trägt, so daß diese in einer nahezu horizontalen Ebene frei hin und her schwingen kann. Zur Herstellung

Fig. 4.

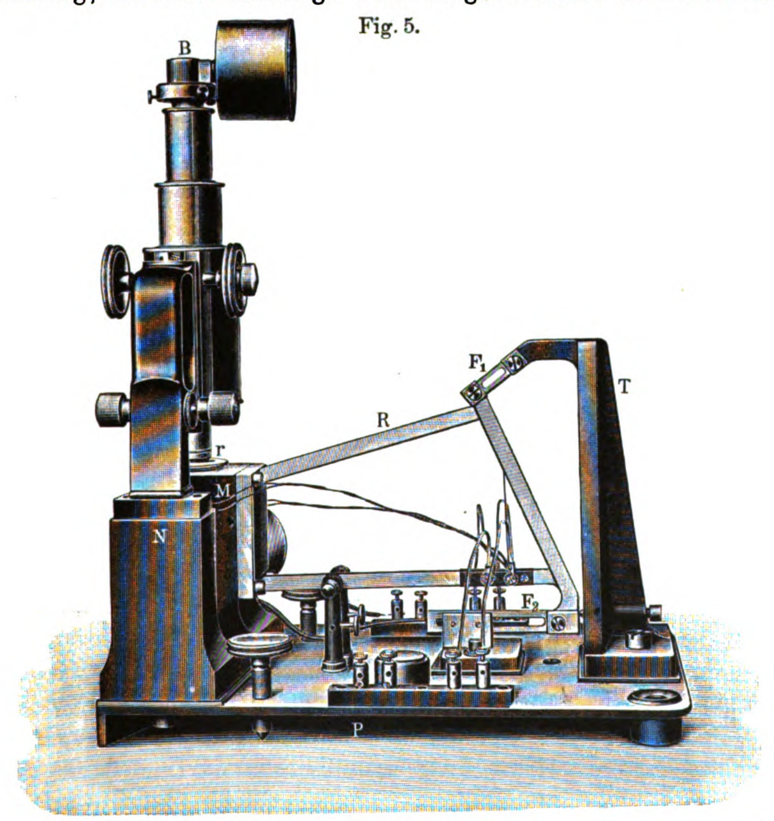


einer geeigneten Schwingungsdauer des Horizontalpendels läßt sich der untere Drehpunkt desselben verlegen und damit die Neigung seiner Drehungsachse verändern. Über die Herstellung der erforderlichen Dämpfung siehe später S. 596.

Die stationäre Masse M ist vertikal der Länge nach durchbohrt. Am oberen Ende der Durchbohrung befindet sich in einem aufschraubbaren Ringe r die zu projizierende Marke, bestehend

aus einem zwischen zwei Deckgläschen mittels Kanadabalsam eingekitteten 0,015 mm dicken Silberdraht. Daß die Marke nicht im Schwerpunkt der stationären Masse angebracht ist, geschah aus konstruktiven Gründen, nämlich, um das ganze Instrument recht eng zusammenbauen zu können. Diese Anordnung ist hier zulässig, da keine Reibungs- oder Trägheitskräfte eines Schreib-

Fig. 5.



hebelwerkes an der Masse angreifen, die diese in schlingernde Bewegung bringen könnten. Die Beleuchtung der Marke erfolgt in der Art, daß die auf einen im unteren Teil der stationären Masse befindlichen geneigten Spiegel horizontal auffallenden Strahlen einer Bogenlampe senkrecht nach oben reflektiert und durch ein als Hilfskondensor dienendes Mikroskopobjektiv in der Objektebene gesammelt werden.

Zur Projektion der Marke dient das auf einen Messingklotz *N* aufgeschraubte Mikroskopoberteil des ZEISSschen mikrophotographischen Stativs *I*, auf welches das Bildumkehrprisma *B* aufgesetzt ist, um das in vertikaler Richtung aus dem Mikroskop austretende Lichtbündel in horizontaler Richtung zum Registrierapparat zu leiten. Durch passende Wahl des Mikroskopsystems, des Projektionsokulars sowie des Projektionsabstandes läßt sich die Vergrößerung auf jede beliebige Zahl bringen. Verwendet man an Stelle der Projektionsokulare die stärkeren Kompensationsokulare, so läßt sich der für eine bestimmte Vergrößerung erforderliche Projektionsabstand noch außerordentlich reduzieren. So sind z. B. zur Erzielung einer 1000fachen Vergrößerung mit Apochromat $f = 4$ mm bei Kompensationsokular 12 nur etwa 33 cm Abstand zwischen Okular und lichtempfindlichem Papier erforderlich. Man ersieht hieraus, wie sehr man den Registrierabstand bei Anwendung mikrophotographischer Registrierung verkürzen kann.

Die Registrierung der auf diese Weise vergrößerten Bewegung der Marke erfolgte mittels eines EDELMANNschen Registrierapparates[1]) mit Uhrwerksantrieb, den wir für unsere Zwecke derart umbauen ließen, daß die Registrierung auf Papierbändern bis zu 20 m Länge erfolgen konnte. Die Zeitmarkierung erfolgte durch den zwischen Magnesiumspitzen überspringenden elektrischen Funken eines Induktors mit parallel geschalteter Leidener Flasche unter Vermittelung eines Pendels, das auf eine Schwingungsdauer von genau 0,2 Sekunden reguliert war und bei jeder Schwingung momentan einen im Primärkreis des Induktors liegenden Quecksilberkontakt schloß.

Daß sich in vielen Fällen die Anwendung dieser mikrophotographischen Registriermethode mutatis mutandis auch für die Zwecke der praktischen Seismometrie sehr wohl eignet, wird an anderer Stelle ausführlicher erörtert werden. Hier sei nur hervorgehoben, daß man dann bei Verwendung der üblichen Registriertrommeln als Lichtzeiger an Stelle des dunklen Bildes der Marke auf hellem Grunde das Bild eines beleuchteten Punktes auf dunklem Grunde benutzt, weil der Papierersparnis halber hier die

---

[1]) M. EDELMANN, Phys. ZS. 7, 115, 1906.

Kurven meist in spiralförmigen Linien auf der Registriertrommel verzeichnet werden.

Abgesehen von den Vorzügen, die die mikrophotographische Registriermethode vor den üblichen photographischen besitzt, nämlich die Möglichkeit, auf leichte Weise den Registrierabstand zu verkürzen und die stärksten Vergrößerungen zuzulassen, hat sie auch vor der mechanischen Registriermethode, der sie übrigens bezüglich der Schärfe der Kurven nahekommt, den nicht zu unterschätzenden Vorteil, daß, wie bei allen optischen Registriermethoden, wegen des Wegfalls jeglicher Reibungs- und Trägheitswiderstände auch für starke Vergrößerungen die stationäre Masse des Seismographen sehr klein gewählt werden darf, und daß man bei einem und demselben Instrument durch Auswechselung des projizierenden Objektivs leicht und rasch von einer Vergrößerung zur anderen übergehen kann.

Um nun aber auch außer dieser mikrophotographischen Registrierung die eingangs erwähnte elektrische Registrierung aus der Ferne zu ermöglichen, ist die Herstellung eines künstlichen magnetischen Feldes erforderlich, innerhalb dessen das Horizontalpendel, an dessen stationärer Masse zu diesem Zwecke zwei Induktionsspulen angebracht sind, seine Schwingungen ausführt. Diese Induktionsspulen sind konaxial an den beiden Seitenflächen der stationären Masse so angeschraubt, daß ihre Achsen parallel zur Schwingungsrichtung des Pendels liegen und durch dessen Schwingungsmittelpunkt hindurchgehen. Die oben beschriebene durchbohrte stationäre Masse wird jetzt durch eine massive parallelepipedische ersetzt (Fig. 6).

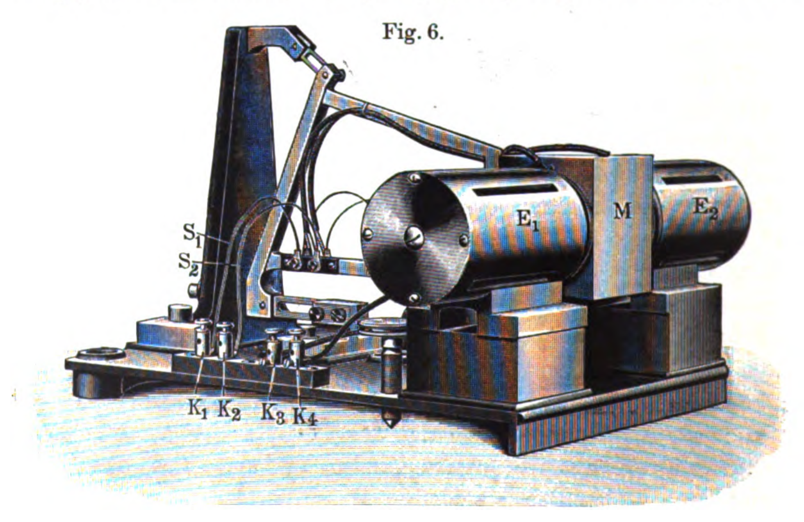
Die Enden der Wickelungen der Induktionsspulen stehen unter Vermittelung je zweier schmaler, nur 0,02 mm dicker Silberstreifen S_1 und S_2, die in unmittelbarer Nähe der Drehungsachse angebracht sind, mit je einem auf der Grundplatte isoliert aufgesetzten Klemmenpaar in Verbindung, von denen in der Figur nur das eine Paar K_1, K_2 sichtbar ist.

Diese an der stationären Masse befestigten beiden Induktionsspulen schwingen frei mit sehr geringem Zwischenraum in dem radial verlaufenden Feld je eines der aus bestem schwedischen Schmiedeeisen gefertigten Elektromagnete E_1, E_2 (Topfmagnete), die nach Entfernung des Projektionsmikroskops und seines Fußes N



symmetrisch zu beiden Seiten der stationären Masse angebracht sind. Um eine gute Ventilation der von den Eisenzylindern umschlossenen Erregungsspulen zu erzielen, sind in diese je vier Längsschlitze eingefräst. Die Enden der Magnetisierungsspiralen führen zu zwei isoliert auf der Grundplatte aufgesetzten Klemmenpaaren, von denen nur das eine K_3, K_4 in der Figur sichtbar ist. Als Material für die Spulenkörper der Induktionsspulen ist absichtlich kein isolierendes Material, sondern Messing gewählt worden, um so auf bequemste Weise, nämlich auf elektromagnetischem Wege, die erforderliche Dämpfung (Dämpfungsverhältnis gleich 5

Fig. 6.



bis 15) für die Schwingungen des Pendels zu erreichen. Auch bei Anwendung der mikrophotographischen Registrierung wurde zur Erzielung passender Dämpfung stets der eine am Gestell verbleibende Elektromagnet erregt.

Die Aufzeichnung der Ströme, die infolge der Bewegung der mit dem Felsen in starrer Verbindung stehenden Elektromagnete gegen die von der stationären Masse getragenen Induktionsspulen in diesen induziert werden, erfolgte mittels eines Elektromagnet-Saitengalvanometers, dessen Platinfaden mit Rücksicht auf die Kürze der Perioden der zu registrierenden Schwingungen auf eine Eigenschwingungsdauer von etwa 0,0015 Sekunde eingestellt war.

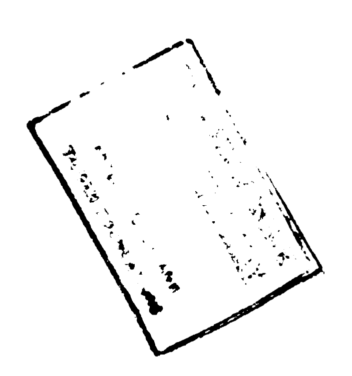


Fig. 7.



Verhandlungen der Deutsch. Phys. Ges. 1909.
Art. Grunmach.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Für die Untersuchung der Erschütterungen des Felsens im Umlaufstollen waren der Dreipendelapparat sowie das Horizontalpendel mit magneto-induktiver Registrierung in einem gußeisernen, wasserdicht verschließbaren Kasten nach ihrer Justierung unverrückbar angeschraubt und durch ein 16adriges Kabel mit der etwa 300 m entfernten, auf der anderen Seite der Talsperre gelegenen Beobachtungsstation verbunden. Der Kasten war $1^1/_2$ m hinter der Wand des Umlaufstollens in den Fels auf das sorgfältigste allseitig einbetoniert, so daß Apparate und Fels ein einheitlich zusammenhängendes starres Ganzes bildeten. Die Lage des Kastens im Felsen ist aus der in Fig. 7 (Tafel) wiedergegebenen Blitzlichtaufnahme zu erkennen, die den Kasten nach dem Einbau und der Justierung der Instrumente vor dem endgültigen Aufschrauben des Deckels darstellt. Im oberen Teile sieht man den Dreipendelapparat mit seinem abgeschlossenen Gehäuse, im unteren Teile das Horizontalpendel. Der Deckel selbst ist in der Photographie vorn vor der Höhlung auf dem Gerüst liegend sichtbar. Auf der rechten Seite sieht man die Einführung des Kabels in den Kasten.

Theorie der magneto-induktiven Registriermethode. Bei der Bewegung der Induktionsspulen im magnetischen Felde wird in ihnen eine elektromotorische Kraft induziert, die in jedem Augenblick der Relativgeschwindigkeit des Bodens gegen die Mitte der Spule proportional ist. Unter der Voraussetzung, daß Kapazität und Selbstinduktion der Leitungen und Induktionsspulen sehr klein sind, und daß die Eigenperiode der Saite des Saitengalvanometers gegenüber der der zu messenden Schwingungen zu vernachlässigen ist, das Saitengalvanometer also genau den Momentanwert des induzierten elektrischen Stromes verzeichnet, sowie unter der weiteren für unser Instrument fast genau zutreffenden Voraussetzung, daß die Spulenachse durch den Schwingungsmittelpunkt des Horizontalpendels geht, gestaltet sich die Berechnung der registrierten Kurven in der Hauptsache folgendermaßen. Es bedeuten:

t die Zeit in Sekunden;

s die Ablenkung eines Bodenteilchens aus seiner Ruhelage zur Zeit t, ausgedrückt in Millimetern;



α den zu registrierenden Galvanometerausschlag in Millimetern;
i die diesem Ausschlag entsprechende Stromstärke in Ampere;
c die Galvanometerkonstante, d. h. die Stromstärke in Ampere, die im Diagramm einer Ordinate von 1 mm entspricht;
W den Widerstand des aus Induktionsspule, Leitung und Galvanometer gebildeten Stromkreises;
E den Momentanwert der durch die Bodenbewegungen in den Windungen der Induktionsspule induzierten elektromotorischen Kraft;
N die Windungszahl der Induktionsspule;
l die Länge einer beliebigen Windung der Induktionsspule;
H die Feldstärke des Elektromagneten an dem Orte dieser Windung.

Da bei unserer Anordnung das Feld der Elektromagnete radial verläuft, also die Feldstärke von innen nach außen in konzentrischen Schichten umgekehrt proportional dem Durchmesser derselben abnimmt, und da andererseits die Länge einer Windung in demselben Verhältnis von innen nach außen zunimmt, so ersieht man leicht, daß bei einer bestimmten Erregerstromstärke für jeden Punkt des Feldes das Produkt $H.l$ denselben Wert besitzt. Die Bestimmung des Wertes $H.l$ in Funktion der Erregerstromstärke erfolgte mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers und einer besonders gestalteten Induktionsspirale.

Ist nun zur Zeit t die Relativgeschwindigkeit eines Felsteilchens gleich $\frac{ds}{dt}$ in Millimetern pro Sekunde, also in Centimetern pro Sekunde gleich $\frac{ds}{dt}\,10^{-1}$, so wird in diesem Moment in den N Windungen der Induktionsspule eine elektromotorische Kraft induziert von der Größe

$$E = HlN\frac{ds}{dt}\,10^{-1}\,(\mathrm{CGS})$$

oder in Volt gemessen von

$$E = HlN\frac{ds}{dt}\,10^{-9}\,\mathrm{Volt}.$$

Die das Galvanometer durchfließende Stromstärke i hat also den Momentanwert

$$i = \frac{HlN}{W} \frac{ds}{dt} 10^{-9} \text{ Ampere.}$$

Da nun $i = c\alpha$ ist, so folgt für den Galvanometerausschlag α zur Zeit t:

$$\alpha = \frac{HlN}{Wc} \frac{ds}{dt} 10^{-9}.$$

Hieraus ergibt sich:

$$ds = \frac{Wc\alpha}{HlN} dt . 10^9$$

und durch Integration:

$$s = \frac{Wc}{HlN} \cdot 10^9 . \int_0^t \alpha \, dt.$$

Nun ist aber $\int_0^t \alpha \, dt$ nichts anderes als die Fläche F der vom Saitengalvanometer registrierten Kurve in Quadratmillimetern, die leicht durch Planimetrierung bestimmt werden kann, zur Zeit t. Es folgt also schließlich für die Größe der Bodenverschiebungen:

$$s = \frac{Wc}{HlN} 10^9 F.$$

Rechnet man W in Ohm, c in Ampere/Millimeter, t in Sekunden, $H.l$ in CGS-Einheiten, so ergibt sich s in Millimetern.

Wesentlich einfacher gestaltet sich natürlich die rechnerische Auswertung reiner Sinusschwingungen, — wie sie sich aus den bei unseren Versuchen an der Talsperre gewonnenen Diagrammen in der Regel ergeben haben —, weil dann auch das Saitengalvanometer eine Sinusschwingung aufzeichnet, bei der allein die Amplitude und die Periode ausgemessen zu werden braucht, während ein Planimetrieren überflüssig wird. Für eine Sinusschwingung gilt bekanntlich die Beziehung

$$s = s_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right).$$

Hierin bedeuten s die Ausweichung eines Felsteilchens zur Zeit t, s_0 seine Amplitude und T die in Sekunden gemessene Periode der Felsschwingungen. Durch Einführung dieses Wertes von s in die vorletzte Gleichung ergibt sich:

$$s_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) = \frac{Wc}{HlN} 10^9 . \int_0^t \alpha\, dt$$

und durch Differenziation:

$$\alpha = \frac{HlN}{Wc\,10^9} s_0 \frac{2\pi}{T} \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right).$$

Die größten numerischen Werte α_0 des Galvanometerausschlages treten auf zu den Zeiten, für die $\cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) = \pm 1$ ist. Dann wird:

$$\alpha_0 = \frac{HlN}{Wc\,10^9} s_0 \frac{2\pi}{T},$$

und hieraus folgt schließlich:

$$s_0 = \frac{Wc}{HlN} \frac{T}{2\pi} 10^9 \alpha_0.$$

Ist die Periodenzahl der zu messenden Schwingungen, wie dies tatsächlich bei unseren Versuchen der Fall war, so groß, daß sie sich der Eigen-Periodenzahl des Galvanometerfadens nähert, oder daß Kapazität und Selbstinduktion in den Leitungen und Induktionsspulen nicht mehr vernachlässigt werden dürfen, dann ist diese Endformel für s_0 nicht mehr streng richtig, sondern bedarf einer Korrektion, deren exakte Anbringung erhebliche rechnerische und experimentelle Schwierigkeiten bereiten würde, wenn die zu messenden Felsbewegungen eine ganz beliebige unregelmäßige Schwingungsform hätten. Da nun aber, wie bereits erwähnt, die Schwingungen des Felsens in der Regel sinusförmige sind — wenn auch manchmal die Schwingungsform auf den ersten Blick nicht als eine sinusoidale erscheint, so rührt dies, wie die nähere Betrachtung zeigt, nur daher, daß mehrere sinusförmige Schwingungen übereinander gelagert sind —, so läßt sich diese Korrektion in sehr einfacher Weise berücksichtigen. An Stelle des Ohmschen Widerstandes W ist nämlich dann in der obigen Ableitung der von der Periode T der schnellen Schwingungen abhängige Wechselstromwiderstand W' des Stromkreises zu setzen, durch dessen Einführung Selbstinduktion und Kapazität berücksichtigt werden.

Ferner wird bei sehr schnellen Felsschwingungen der Galvanometerfaden nicht mehr den Momentanwert der Stromstärke anzeigen, sondern einen größeren oder kleineren, je nachdem die Periode der zu messenden Schwingungen mit der Eigenperiode

des Galvanometerfadens mehr oder weniger übereinstimmt. Die dem Faden durch die induzierten Wechselströme aufgezwungenen Sinusschwingungen erscheinen also je nach der Periode T in ihrer Amplitude vergrößert oder verkleinert. Dies ist aber im Effekt dasselbe, als ob das Galvanometer den Strömen unmittelbar folgte, jedoch eine andere Konstante c' besäße. c' ist also dann ebenso wie W' von der Periode T der Felsschwingungen abhängig, und in der Formel für s_0 tritt an Stelle von $W.c$ nunmehr das Produkt $W'.c'$, dessen Wert auf experimentellem Wege in folgender Weise direkt bestimmt wurde.

Schaltet man eine Wechselspannung vom Effektivwert e, deren Periode bekannt ist, auf den aus Induktionsspulen des Horizontalpendels, Leitung und Galvanometer gebildeten Stromkreis, so ist der Effektivwert des das Saitengalvanometer dann durchfließenden Stromes

$$i = \frac{e}{W'}.$$

Ferner ist nunmehr

$$i = c'.\alpha,$$

wobei aber jetzt in analoger Weise unter α der Effektivwert der Ordinate der unter diesen Umständen durch den Galvanometerfaden aufgezeichneten Sinuslinie zu verstehen ist. Durch Elimination von i aus diesen beiden Gleichungen folgt also das gesuchte Produkt

$$W'.c' = \frac{e}{\alpha}.$$

Während nun der Effektivwert e der Wechselspannung mittels eines Wechselstromvoltmeters direkt abgelesen werden kann, läßt sich aus der vom Galvanometerfaden aufgezeichneten Sinuslinie der Effektivwert α nicht unmittelbar entnehmen, wohl aber der Maximalwert α_0. Deshalb ist es einfacher, anstatt der Effektivwerte e und α die zu ihnen in konstantem Verhältnis $(\sqrt{2})$ stehenden entsprechenden Maximalwerte e_0 und α_0 einzuführen. Alsdann geht die letzte Gleichung über in

$$W'c' = \frac{e_0}{\alpha_0} = \frac{e\sqrt{2}}{\alpha_0}.$$

Zur experimentellen Bestimmung dieses Produktes $W'c'$ in Abhängigkeit von der Periode T diente eine durch einen Elektromotor angetriebene Wechselstromsirene.

Die Periode T der von ihr gelieferten Ströme konnte innerhalb weiter Grenzen durch Verändern der Tourenzahl des Motors auf eine bestimmte Größe eingestellt und die an ihren Polklemmen mittels eines Elektrodynamometers gemessene Spannung durch Abzweigen so unterteilt werden, daß sie der Größenordnung nach mit den von den Felsschwingungen in den Induktionsspulen des Horizontalpendels induzierten Wechselspannungen übereinstimmte. Die so unterteilten Wechselströme von der Spannung e wurden durch die Kabelleitung und die Induktionsspulen des Horizontalpendels nach dem Saitengalvanometer geleitet und von diesem in bekannter Weise registriert. Da gleichzeitig mittels des Pendelunterbrechers eine Zeitmarkierung stattfand, konnten aus den so gewonnenen Diagrammen nicht nur direkt die Amplituden α_0, sondern auch die jeweiligen Perioden T der angewandten Wechselströme entnommen werden.

Durch Variieren der Wechselstromperiode T ließ sich also eine Kurve für die Abhängigkeit des in der Endformel für s_0 vorkommenden Produktes $W'.c'$ von der Periode T des Wechselstromes, also auch von der der Felsschwingungen aufstellen.

Zum Schlusse mögen der Anschaulichkeit wegen aus der großen Anzahl der bei den Versuchen gewonnenen Diagramme hier nur vier reproduziert werden. Die ersten beiden sind bei den Vorversuchen im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule erhalten worden. Hierbei war das Horizontalpendel auf einem starken Tische aufgestellt, der auf einem isoliert fundierten Steinpfeiler ruhte. Diagramm Nr. 27 (Fig. 8, Tafel) stellt die mittels der mikrophotographischen Registriermethode aufgenommenen Erschütterungen des Tisches dar, die dadurch künstlich hervorgerufen wurden, daß gegen die Tischkante mit dem Finger ein ganz leiser Stoß in horizontaler Richtung ausgeführt wurde; auf Diagramm Nr. 31 (Fig. 8) ist dieselbe Erschütterung gleichzeitig sowohl mittels der mikrophotographischen, wie mittels der magneto-induktiven Methode auf demselben Papierband aufgezeichnet. Da die nach der magneto-induktiven Methode aufgezeichnete Kurve die Geschwindigkeit der Bewegung darstellt, eilt sie der anderen Kurve, wie aus der Figur deutlich ersichtlich, um eine Viertelperiode voraus. Die Registriergeschwindigkeit, sowie die Vergrößerung der auf mikrophoto-

Fig. 8.

Nr. 27.

Nr. 31.

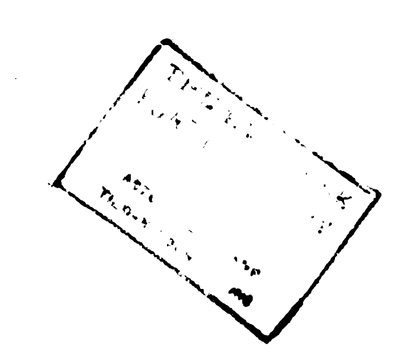
Fig. 9.

Nr. 151.

Nr. 157.

Verhandlungen der Deutsch. Phys. Ges. 1909.
Art. Grunmach.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.



graphischem Wege gewonnenen Kurven sind auf beiden in $^1/_3$ natürlicher Größe reproduzierten Diagrammen angegeben. Fig. 9 (Tafel) gibt in natürlicher Größe ein Bild von zwei an der Talsperre bei verschiedenen Abflußverhältnissen gewonnenen Diagrammen, und zwar stellt Diagramm Nr. 151 eine Felsschwingung von der Periode $T = 0{,}008$ Sekunden und der Amplitude $s_0 = 0{,}00045$ mm und Diagramm Nr. 157 eine solche von der Periode $T = 0{,}0290$ Sekunde und der Amplitude $s_0 = 0{,}0019$ mm dar. Die schwarzen Querstreifen sind die von dem 0,2-Sekundenpendel verzeichneten Zeitmarken.

Eine eingehendere Diskussion dieser sowie aller anderen erhaltenen Kurven wird erst später bei der Veröffentlichung des gesamten Beobachtungsmaterials an anderer Stelle gegeben werden, wo auch genauere Angaben über alle Einzelheiten der Messungen gemacht werden sollen.

Hier möge vorläufig nur mitgeteilt werden, daß es sich bei den durch den Wasserabsturz hervorgerufenen Erschütterungen nicht um aufgezwungene, sondern im wesentlichen um freie elastische Schwingungen des Felsmassivs handelt, die durch den Aufprall des Wassers ausgelöst werden. Beobachtet wurden Schwingungen von zehn verschiedenen Perioden, die häufig übereinander gelagert waren und bisweilen Schwebungen bildeten, und von denen je nach der Art des Wasserabflusses bald die einen, bald die anderen mehr oder weniger hervortraten. Die Anwendbarkeit unserer Methoden auf Probleme der eigentlichen Seismometrie[1]) wird in einer besonderen Abhandlung gezeigt werden.

Durch die an der Talsperre bei Marklissa ausgeführte Untersuchung, die vom Kgl. Preußischen Landwirtschaftsministerium und der Provinzialverwaltung Schlesiens gemein-

[1]) Unser Horizontalpendel mit magneto-induktiver Registrierung war bereits angefertigt und längere Zeit in Gebrauch, als ich davon Kenntnis erhielt, daß auch Fürst B. Galitzin die magneto-induktive Registrierung anwende. Aus seiner im Dezember des Jahres 1907 mir freundlichst von ihm übersandten Abhandlung „Die elektromagnetische Registriermethode", Petersburg 1907, Sonderabdr., aus den Nachrichten der seismischen Kommission, Bd. III, Lieferung I, ersah ich aber, daß seine Versuchsanordnung, besonders wegen Anwendung der langsam schwingenden Drehspulgalvanometer, ausschließlich für sinusförmige Erdbebenwellen längerer Periode anwendbar, dagegen für Schwingungen so kleiner Periode, wie sie bei unseren Versuchen in Frage kamen, nicht brauchbar ist.



sam angeregt und ermöglicht wurde, ist der Nachweis geliefert, daß mit den hier beschriebenen Methoden und Apparaten zum ersten Male die Möglichkeit geboten ist, Bodenerschütterungen kleinster Periode bei sehr geringer Amplitude in exakter und sicherer Weise zu messen. Die Ausführung von Untersuchungen ähnlicher Art wird sich im modernen Verkehrsleben häufig als wünschenswert oder notwendig erweisen, z. B. zur Messung der Erschütterungen, die hervorgerufen werden beim Fahren eines Stadtbahnzuges oder beim Durchfahren eines Eisenbahnzuges durch einen Tunnel oder über eine Brücke, oder zur Messung der Erschütterungen, die an einer Quaimauer durch den Wogenanprall bewirkt werden, oder endlich zur Messung der Erschütterungen, wie sie z. B. auf der Insel Helgoland durch das Abfeuern schwerer Küstengeschütze hervorgerufen werden.

Ich erfülle schließlich eine angenehme Pflicht, wenn ich dem Bauleiter der Talsperre, Herrn Wasserbauinspektor Bachmann, für das rege Interesse, das er der ganzen Arbeit entgegenbrachte, sowie für sein dauerndes freundliches Entgegenkommen auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

Berlin, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

β-Strahlung und Atomgewicht[1]; *von Heinrich Willy Schmidt.*

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg vom 22. September 1909.)
(Vgl. oben S. 418.)

Wenn ein Bündel β-Strahlen von der Intensität 1 auf eine dünne materielle Platte von der Dicke dx fällt, so wird der Bruchteil $\alpha . dx$ absorbiert und der Bruchteil $\beta . dx$ reflektiert (diffus zerstreut). Wir wollen α als den „wahren Absorptionskoeffizienten“, β als den „Reflexionskoeffizienten“ bezeichnen. Wenn sich die Geschwindigkeit der Strahlen beim Durchgang durch Materie nicht ändert und sich die hindurchgelassenen und reflektierten Strahlen genau so wie die ursprünglichen verhalten, so folgt aus theoretischen Überlegungen für die von einer Platte von der Dicke x hindurchgelassene Strahlung:

$$\delta = e^{-\mu x} \frac{1 - p^2}{1 - p^2 e^{-2\mu x}} \tag{1)}$$

und für die reflektierte Strahlung:

$$\varrho = \frac{p . (1 - e^{-2\mu x})}{1 - p^2 e^{-2\mu x}}. \tag{2)}$$

Die hier eingeführten Konstanten μ und p sind mit den vorhin benutzten α und β durch die Gleichungen verknüpft:

$$\mu = \sqrt{\alpha(\alpha + 2\beta)} \tag{3)}$$

$$p = \frac{1}{\beta}\left[\alpha + \beta - \sqrt{\alpha(\alpha + 2\beta)}\right] \tag{4)}$$

μ und p sind experimentell bestimmbar. Aus 2) ist ersichtlich, daß für große x $\varrho = p$ wird. p ist also der Teil der einfallenden Strahlungsintensität, der von einer sehr dicken Platte reflektiert ist. Für nicht zu kleine x wird der Nenner in 1) nur wenig von 1 verschieden; die durchgelassene Strahlung δ fällt also für nicht zu kleine x mit zunehmender Schichtdicke x nach einem Exponentialgesetz mit μ im Exponenten ab[2].

---

[1]) Auszug aus einer demnächst in der Phys. ZS. erscheinenden Abhandlung: „Beitrag zur Frage über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie.“

[2]) Es empfiehlt sich, durch das Experiment nicht μ, sondern direkt μ/D (μ dividiert durch Dichte) zu bestimmen. Einesteils ist dies einfacher,

Für die beiden oben eingeführten Größen α und β sollen die Beziehungen gelten:

$$\alpha = c_1 \cdot \frac{D}{\sqrt[3]{A}} \tag{5}$$

$$\beta = c_2 . A . D. \tag{6}$$

A ist das Atomgewicht, D die Dichte der durchstrahlten Substanz; c_1 und c_2 sind zwei universelle Konstanten.

Gl. 5) bedeutet, daß der „wahre Absorptionskoeffizient" proportional ist der „Querschnittssumme" der Atome. Denn

$$D = A . N$$

(N Anzahl der Atome im Cubikcentimeter). Außerdem ist unter der Annahme, daß die verschiedenen Elemente aus demselben Grundstoff aufgebaut sind und sich nur durch die Größe ihrer Atome unterscheiden:

$$A \sim \frac{4}{3} \pi r^3$$

(r Radius des Atoms). Also:

$$\alpha \sim N . \pi r^2.$$

Gl. 6) bedeutet, daß der Koeffizient der diffusen Streuung proportional ist dem von den Atomen wirklich eingenommenen Raume, d. h. der Dichte D, und außerdem proportional der Anzahl der gebundenen Elektronen. Denn diese ist proportional dem Atomgewicht.

Setzt man 5) und 6) in 3) und 4) ein, so erhält man:

$$\frac{\mu}{D} = \sqrt{\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}} + 2 c_2 A\right)} \tag{7}$$

$$p = 1 + \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{1}{A \sqrt[3]{A}} - \sqrt{\left(1 + \frac{c_1}{c_2} \frac{1}{A \sqrt[3]{A}}\right)^2 - 1}. \tag{8}$$

Die Größen μ/D und p sind außer von dem Atomgewicht der durchstrahlten Substanz lediglich von den Konstanten c_1 und c_2 abhängig, p sogar nur vom Verhältnis c_1/c_2. Wenn also p für ein einziges Atomgewicht bekannt ist, so kann man aus 8) zunächst c_1/c_2 und dann p für jedes beliebige Atomgewicht berechnen.

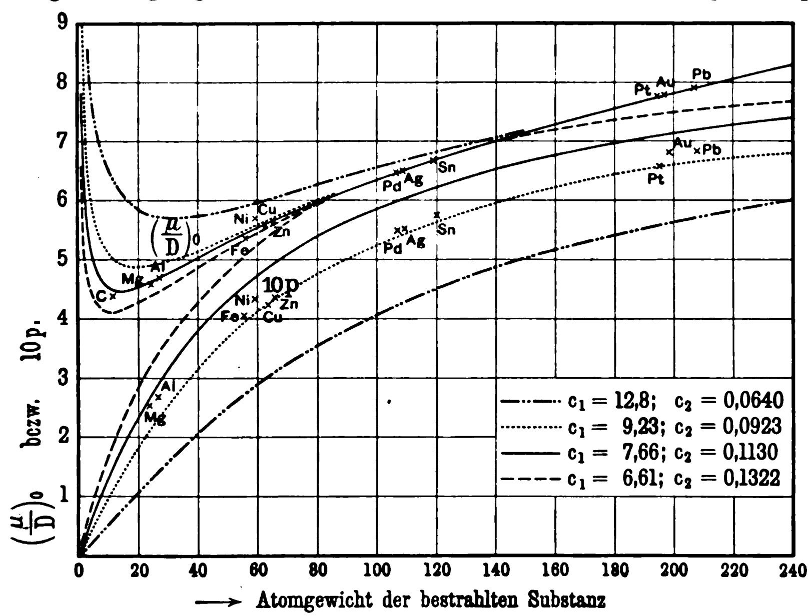
Solange das Verhältnis c_1/c_2 konstant ist, bleibt p unverändert. Wenn c_1 und c_2 jedes für sich, z. B. mit der Konstanten a

---

da man nur das Gewicht der Flächeneinheit (d. h. $x . D$) zu kennen braucht; außerdem gelten alle später zu besprechenden Gesetzmäßigkeiten eben für μ/D und nicht für μ.

multipliziert wird, so vergrößert sich, wie aus 7) folgt, μ/D ebenfalls um den Faktor a. Das Verhältnis entsprechender Ordinaten der beiden μ/D-Kurven ist also bei konstantem c_1/c_2 für sämtliche Atomgewichte dasselbe und gleich dem Verhältnis der beiden c_1- bzw. c_2-Werte.

Wie sich die p- und μ/D-Kurve bei Änderung von c_1/c_2 verhalten, ist aus der Figur zu ersehen. Den eingezeichneten Kurven sind die Werte $c_1/c_2 = 200$; $c_1/c_2 = 100$; $c_1/c_2 = 67{,}8$; $c_1/c_2 = 50$ zugrunde gelegt; die absoluten Werte der Konstanten c_1 und c_2



sind so gewählt, daß $\mu/D = 7{,}9$ für $A = 207$ (Pb!) wird (12,8 und 0,064; 9,23 und 0,0923; 7,66 und 0,1130; 6,61 und 0,1322).

Aus der Figur erkennen wir folgendes:

Die p-Kurven steigen mit wachsendem Atomgewicht der bestrahlten Substanz vom Nullpunkt aus allmählich an, und zwar auf um so höhere Werte, je kleiner c_1/c_2 ist. Das Ansteigen erfolgt für verschiedene c_1/c_2 nicht in derselben Weise. Je kleiner c_1 c_2 ist, um so stärker ist die p-Kurve gegen die Abszissenachse gekrümmt.

Die μ/D-Kurven fallen sämtlich mit wachsendem Atomgewicht zunächst auf einen Minimalwert ab, um dann mit konkaver

Krümmung gegen die Abszissenachse sanft anzusteigen. Der Minimalwert liegt bei um so kleinerem Atomgewicht und ist selbst um so kleiner, je kleiner c_1/c_2 ist.

In die Figur sind die experimentell gefundenen Werte μ/D und p eingezeichnet, wie sie bei Versuchen mit β-Strahlen von UrX gefunden wurden. Wir sehen, daß sich die gefundenen μ/D-Werte der theoretischen Kurve mit $c_1 = 7{,}66$ und $c_2 = 0{,}113$ gut anschließen. Die experimentell festgestellten p-Werte sind durchweg etwas kleiner als die der theoretischen Kurve mit denselben c-Werten. Doch erklärt sich diese Abweichung durch Fehler, die sich bei der Bestimmung von p nicht vermeiden ließen.

Auffallend ist bei den theoretisch berechneten Kurven der Figur der anfängliche steile Abfall der μ/D-Kurven. Für Wasserstoff ($A = 1$) läßt sich zwar diese Größe nicht selbst, aber eine andere Größe ermitteln, die damit im engen Zusammenhang steht, nämlich α/D. Nach 3) ist:

$$\frac{\mu}{D} = \sqrt{\frac{\alpha}{D}\left(\frac{\alpha}{D} + \frac{2\beta}{D}\right)}.$$

Nun wird nach 6) für $A = 1$ β sehr klein, also μ/D annähernd gleich α/D. α/D, der auf die Masseneinheit bezogene Absorptionskoeffizient, ist ein Maß für die absorbierte Strahlung.

Wenn man annimmt, daß in Gasen durch die absorbierte Strahlung die Ionisation erzeugt wird und daß Ionisation und Absorption einander proportional sind, so kann man durch Messung der Ionisation in Luft und Wasserstoff ein Maß für die in diesen Gasen absorbierte Strahlung und damit α/D bekommen.

Experimente ergaben, daß sich die spezifischen Ionisationen in Wasserstoff und Luft unter dem Einfluß von UrX-Strahlen wie

$$2{,}39 : 1{,}00$$

verhielten, während unter Benutzung der Konstanten $c_1 = 7{,}66$ und $c_2 = 0{,}113$ für die spezifischen Absorptionskoeffizienten α/D von Wasserstoff und Luft das Verhältnis

$$2{,}43 : 1{,}00$$

berechnet wurde.

Die gute Übereinstimmung dieser beiden Zahlen darf mit als Beweis für die Richtigkeit unserer Annahme über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie angesehen werden.



Über den lichtelektrischen Effekt an Quecksilber im polarisierten ultravioletten Licht;

von Robert Pohl.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 22. Oktober 1909.)
(Vgl. oben S. 550.)

In einer Mitteilung[1]) über den lichtelektrischen Effekt an Kupfer und Platin im polarisierten ultravioletten Licht habe ich auf den auffallenden Gegensatz hingewiesen, der in dem Einfluß der Orientierung der Lichtvektoren zwischen den Spiegeln fester nur im Ultraviolett empfindlicher Metalle und den flüssigen Oberflächen der im sichtbaren Spektrum reagierenden Alkalis[2]) besteht. — Erklärt sich im ersten Falle der starke Einfluß von Azimut und Einfallswinkel des Lichtes lediglich durch eine Proportionalität zwischen der Anzahl der Elektronen und der Menge des absorbierten Lichtes, so ergibt sich für die Alkalis, neben einer unter gewissen Annahmen vorhandenen Proportionalität zwischen Photostrom und Lichtabsorption, eine außerordentliche Zunahme des Stromes (bis zum 50-fachen), wenn die Polarisationsebene senkrecht zur Einfallsebene gestellt wird, der elektrische Vektor also eine zur Oberfläche senkrechte Komponente erhält.

Zur Aufklärung dieses Unterschiedes zwischen den festen im Ultravioletten und den flüssigen im Sichtbaren empfindlichen Metallen erschien mir, außer einer weitergehenden Beobachtung der Alkalis, eine Untersuchung eines flüssigen ultraviolettempfindlichen Metalles angebracht. Als solches habe ich Quecksilber gewählt und an ihm nachfolgende Ergebnisse erhalten.

I. Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 1. Bei H steht das Rohr einer Hochdruck-Quecksilberlampe senkrecht zur Papierebene.

---

[1]) R. Pohl, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 339—359, 1909.

[2]) J. Elster u. H. Geitel, u. a. in Wied. Ann. 55, 684, 1895; Phys. ZS. 10, 457, 1909.



B_1 ist eine Irisblende, L eine senkrecht zur Achse geschnittene Quarzlinse von 30 cm Brennweite, P das polarisierende Prisma. B_1, L und P sitzen auf einem Arm, der um die Mittellinie des Rohres H als Achse gedreht werden kann. L und P können außerdem noch gemeinsam kleine Höhen- und Seitenverschiebungen erfahren. H, B_1, L und P sind alle gleichzeitig in ihrem vertikalen und horizontalen Abstande von S verstellbar. Der Polarisator P besteht aus zwei 45°-Quarzprismen, deren Achsenrichtung in der Figur angedeutet ist. Die zur Vermeidung der Totalreflexion unentbehrliche Kittung erfolgt durch Wasser. Das Prisma ist in einem einfachen Teilkreise drehbar. Die

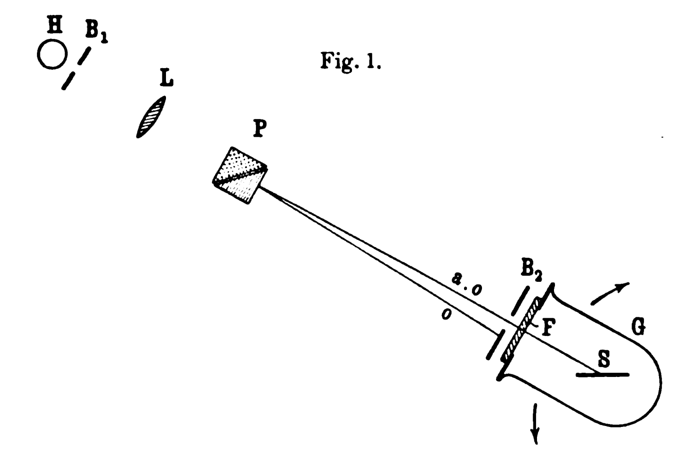


Fig. 1.

Winkeldifferenz zwischen dem außerordentlichen ($a\,o$) und ordentlichen (o) Strahl beträgt etwa 3°.

Die Anwendung der Doppelbrechung statt der früher benutzten Reflexion zur Erzeugung der Polarisation empfahl sich durch die Notwendigkeit, die Quecksilberoberfläche S dauernd horizontal zu halten. Das Quecksilber war mit größter Sorgfalt gereinigt, lag in einem mit Benzol abgekochten Eisenteller von 48 mm Breite und 3 mm Höhe und behielt während des Versuches dauernd eine tadellose, spiegelreine Oberfläche.

Der Hg-Spiegel steht mit einem stromanzeigenden Quadrantelektrometer in Verbindung und ist in das mit Drahtnetz ausgekleidete und mit einer amorphen Quarzplatte F verschlossene

Glasgefäß G eingeschlossen, das um die Zuleitung von S in Richtung der Pfeile gedreht werden kann.

Zur Evakuierung des Gefäßes G diente Holzkohle in flüssiger Luft. Das erreichte Vakuum war trotz des Hg-Dampfes so gut, daß stets eine kräftige Selbstaufladung des Spiegels im Lichte eintrat.

II. Das Verhältnis der lichtelektrischen Ströme in den beiden Hauptazimuten für verschiedene Einfallswinkel.

Obwohl die Intensitätsunterschiede des außerordentlichen und des ordentlichen Strahles nur gering waren, wurde allein der außerordentliche benutzt und der ordentliche nur zu Kontrollversuchen herangezogen. Der Lichtfleck, d. h. das Bild der Blende B_1, fiel, da beide Strahlen von P abgelenkt werden, bei der Drehung des Polarisators nicht auf dieselbe Stelle von S. Dies war bei der guten Oberflächenbeschaffenheit des Quecksilbers belanglos. Nur wurde stets Sorge getragen, daß nicht ein Teil des Lichtes den Eisenrand des Tellers traf, was sich stets durch geringe Höhen- und Seitenverstellungen von L und P verhindern ließ.

Für jeden Einfallswinkel wurde das Verhältnis der positiven Elektrizitätsmengen bestimmt, die den Quecksilberspiegel in den beiden Hauptazimuten des elektrischen Vektors verlassen. Der absolute Wert der gemessenen Ströme ist für verschiedene Einfallswinkel nicht vergleichbar, da die Weite der Blende B_1 und ihr Abstand von S in den einzelnen Versuchen wechselten.

Zur Kontrolle wurde neben jedem Versuch über die Selbstaufladung des Hg ohne beschleunigendes Feld im geerdeten Drahtkäfig auch die Aufladung des Elektrometers bei Anwendung eines kleinen beschleunigenden Potentials, d. h. 0,5 bis 2 Volt, bestimmt. Denn es erschien von vornherein nicht ausgeschlossen, daß die vom reflektierten Lichte an dem Rußüberzug des Drahtnetzes erzeugten Elektronen die positive Aufladung des Quecksilberspiegels heruntersetzten. Daß ein solches Feld von wenigen Volt die Erscheinung nicht verändert, beweist die Tatsache, daß selbst $+60$ Volt keine Änderung in dem Verhältnis der beiden Ströme hervorruft (vgl. Tab. I).

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle I zusammengestellt. Die Mehrzahl der Zahlen geben die Mittel aus zwei oder drei kaum differierenden Einzelbeobachtungen.

Tabelle I. Quecksilber.

Einfalls-winkel ψ	Beschleunigendes Feld in Volt	Photostrom J_s für $\mathfrak{E}$ || Einfalls-ebene	Photostrom J_p für $\mathfrak{E}$ $\perp$ Einfalls-ebene	J_s/J_p
30°	0	14,5	11	1,31
	+ 2	27,5	22	1,25
				1,28
40°	0	16,5	11,2	1,47
	+ 2	32,5	21	1,55
				1,51
50°	0	19,7	12	1,64
	+ 1	43,5	24,5	1,77
	+ 2	44,5	26	1,71
				1,69
60°	0	22,4	10,8	2,08
	+ 2	43	21	2,04
				2,06
70°	0	12,8	5	2,56
	+ 2	12,8	5	2,56
	+ 60	87	33	2,62
	+ 60	76	30	2,50
				2,56

Tabelle II.

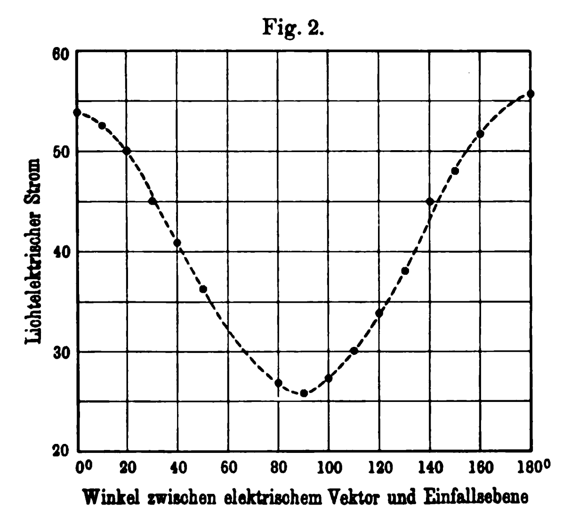
Winkel zwischen dem elektrischen Vektor und der Einfallsebene φ	Lichtelektrischer Strom in willkürlichen Einheiten J	Winkel zwischen dem elektrischen Vektor und der Einfallsebene φ	Lichtelektrischer Strom in willkürlichen Einheiten J
0	54	100	27,5
10	53	110	30
20	50	120	34
30	45	130	38
40	41	140	45
50	36	150	48
80	27	160	52
90	26	180	56

Der Übergang von J_s zu J_p gibt einen sinusförmigen Verlauf, wie ihn die Zahlen der Tabelle II und ihre graphische Darstellung in Fig. 2 erkennen lassen.

III. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wurde durch gegengeschaltete Felder für den Einfallswinkel $\psi = 70^0$ für die beiden Hauptazimute ermittelt. Die Resultate zeigt die Kurve der Fig. 3. Da der Strom für $\mathfrak{E} \perp$ zur Einfallsebene nur den

Fig. 2.



2,5. Teil desjenigen für $\mathfrak{E} \parallel$ Einfallsebene ausmacht, erscheint die Maximalgeschwindigkeit für $\mathfrak{E} \perp$ um 10 Proz. kleiner als für $\mathfrak{E} \parallel$, da das stromanzeigende Elektrometer für $\mathfrak{E} \perp$ eher den kleinsten meßbaren Ausschlag ergibt[1]). Die Kurve enthält, ebenso wie die früheren für Cu und Pt, die Fehler durch Reflexion und Sekundärstrahlung, von deren Beseitigung nach dem Vorgange E. LADENBURGS und K. MARKAUS[2]) hier abgesehen wurde, weil es sich nicht um den absoluten Wert der Maximalgeschwindigkeit handelte, sondern nur um die Frage, ob überhaupt das Azimut der

---

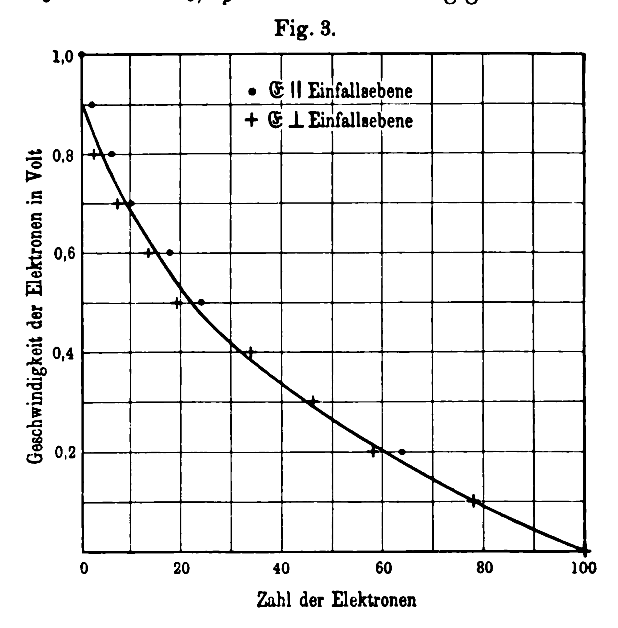
[1]) E. LADENBURG und K. MARKAU, Verh. d. D. Phys. Ges. 10, 562, 1908.
[2]) Vgl. R. POHL, l. c., S. 354.

Polarisation einen merklichen Einfluß auf die Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen hat. Diese Frage ist nach dem Verlauf der Kurve zu verneinen.

IV. Der Zusammenhang zwischen der Elektronenemission und der Absorption des Lichtes.

Die optischen Konstanten des Hg im Ultravioletten sind nicht bekannt und daher kann die Lichtabsorption nicht wie früher für Cu und Pt berechnet werden. Wohl aber läßt sich der Verlauf des Quotienten J_s/J_p in seiner Abhängigkeit vom Einfalls-

Fig. 3.

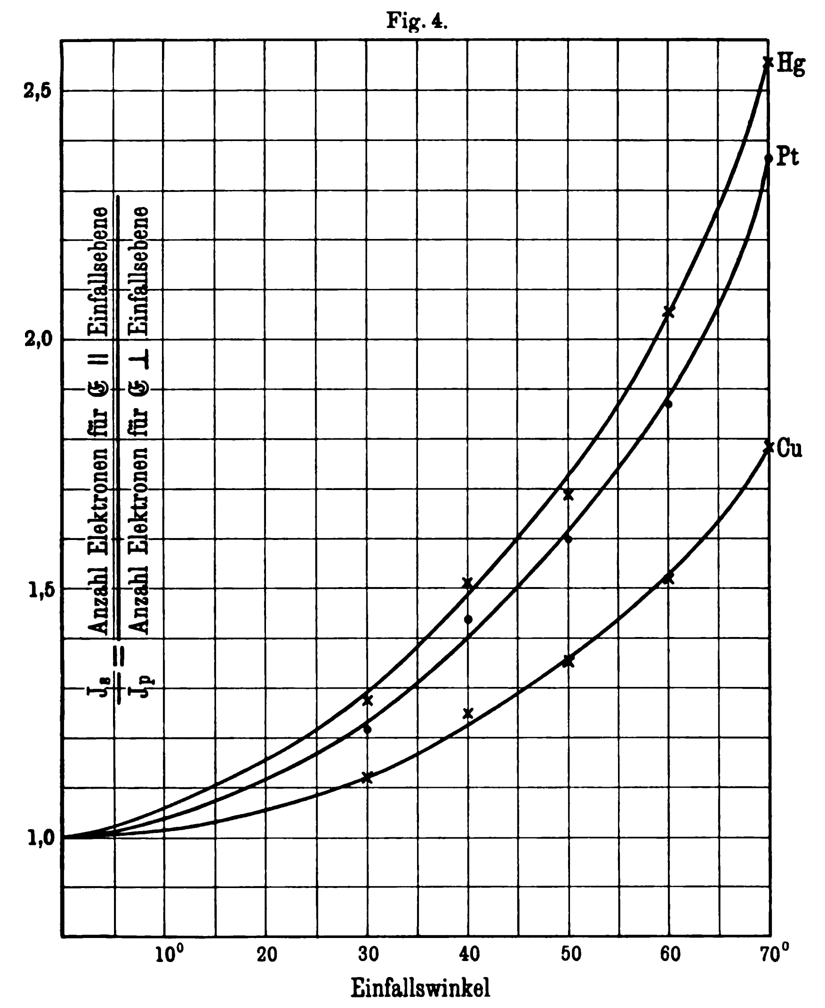


winkel ψ mit den entsprechenden Zahlen für Cu und Pt vergleichen. Zu diesem Zwecke sind in der Fig. 4 die Zahlen für die drei Metalle gemeinsam eingetragen.

Man findet so für Hg einen Verlauf, der dem an Cu und Pt durchaus ähnlich ist. Da aber diese dem Verhältnis der absorbierten Lichtmengen parallel gehen, und ferner die optischen Konstanten des Pt im Sichtbaren ($nk = 4{,}26$, $n = 2{,}06$) denen des Hg ($nk = 4{,}96$, $n = 1{,}73$) nahe liegen, so wird man

mit ziemlicher Sicherheit auch am Hg den Einfluß von Azimut und Einfallswinkel des polarisierten Lichtes ihrem Einfluß auf die Absorption zuschreiben dürfen, und auch am Hg Lichtabsorption und Photoeffekt als proportional betrachten können.

Fig. 4.



Eine weitergehende Abhängigkeit des lichtelektrischen Stromes von der Orientierung des elektrischen Vektors ist nicht vorhanden und diese flüssige Oberfläche eines nur ultraviolettempfind-

lichen Metalles bietet keinen Anhaltspunkt für das flüssige Alkali, bei dem J_s/J_p im Sichtbaren den Wert 50 erreicht. Das eigenartige Verhalten der Alkalis scheint demnach nicht in dem Aggregatzustande, in dem sie ELSTER und GEITEL untersuchten, begründet zu sein, zumal auch DEMBER[1]) im natürlichen Licht am Alkali beim Überschreiten des Schmelzpunktes keine Änderung des lichtelektrischen Stromes gefunden hat.

Zusammenfassung: Eine flüssige Hg-Oberfläche zeigt im polarisierten ultravioletten Licht das gleiche Verhalten wie die festen Spiegel ultraviolettempfindlicher Metalle, d. h. die Abhängigkeit des lichtelektrischen Stromes vom Azimut des elektrischen Vektors erklärt sich für verschiedene Einfallswinkel durch eine einfache Proportionalität zwischen der Zahl der emittierten Elektronen und der absorbierten Lichtmenge.

---

[1]) H. DEMBER, Ann. d. Phys. (4) 23, 957, 1907.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1909.

Über die Dynamik des Elektrons in der Kinematik des Relativitätsprinzips;

von Max Born.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg vom 21. September 1909.)

(Vgl. oben S. 416.)

Die in neuerer Zeit ausgeführten Bestimmungen der elektromagnetischen Masse als Funktion der Geschwindigkeit sind bekanntlich von den betreffenden Experimentatoren zugunsten der LORENTZschen, zuungunsten der ABRAHAMschen Formel für diese Abhängigkeit gedeutet worden [BUCHERER[1]), HUPKA[2])]. Es erscheint daher angezeigt, die theoretischen Grundlagen für die LORENTZsche Formel, welche ja so eng mit dem Relativitätsprinzip verknüpft ist, einer genauen Prüfung zu unterziehen; denn es ist bekannt (worauf ich bei der Kürze der mir zur Verfügung stehenden Zeit nicht ausführlicher eingehen kann), daß gegen die ursprüngliche LORENTZsche Ableitung der Formel Einwürfe erhoben worden sind, weil sich dabei verschiedene Werte für die Masse ergeben, je nachdem man von dem Energiesatze oder dem Impulssatze ausgeht. Andererseits kann man die Herleitung der Formel, wie sie EINSTEIN in seiner ersten Arbeit[3]) über das Relativitätsprinzip gegeben hat, kaum eine elektrodynamische Begründung der Trägheitserscheinungen der Elektronen nennen; denn dort wird die Gültigkeit der NEWTONschen Bewegungsgesetze für unendlich langsame Bewegungen eines Massenpunktes vorausgesetzt, und dann werden mit Hilfe des Relativitätsprinzips die Bewegungsgesetze für beliebige Bewegungen des Punktes erschlossen. Ich habe daher eine neue Theorie der Dynamik des Elektrons ausgearbeitet[4]), welche das Relativitätsprinzip als Grund-

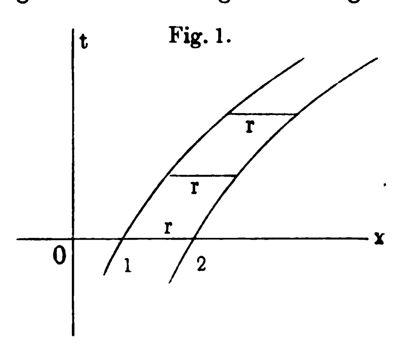
---

[1]) A. H. BUCHERER, Ann. d. Phys. (4) **28**, 513—536, 1909.
[2]) E. HUPKA, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 249—258, 1909.
[3]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) **17**, 891, 1905.
[4]) M. BORN, Ann. d. Phys. (4) **30**, 1, 1909.

lage hat, und zwar unter Benutzung der Anschauungen, die von MINKOWSKI[1]) ausgebildet und verwandt worden sind.

Die wesentliche Schwierigkeit, um die es sich dabei handelt, bietet die kinematische Konstitution des Elektrons bei beliebigen Bewegungen. Bekanntlich liegt der LORENTZschen Theorie die Vorstellung des „deformierbaren Elektrons“ zugrunde, welches nur bei gleichförmigen Bewegungen definiert wird, und zwar derart, daß es dabei eine von der Geschwindigkeit abhängige Kontraktion in der Bewegungsrichtung erleidet; die Gültigkeit der Theorie erstreckt sich demnach nur auf quasistationäre Bewegungen, d. h. solche, die von der gleichförmigen nur wenig abweichen. Für eine strenge Theorie ist zunächst das LORENTZsche Deformationsgesetz von den gleichförmigen Bewegungen in geeigneter Weise auf beliebige Bewegungen zu verallgemeinern. In welcher Weise das zu geschehen hat, läßt sich an der Hand der nebenstehenden Figur (Fig. 1) erläutern. Bewegt sich ein Punkt längs der x-Achse, so kann man seine Bewegung durch eine Kurve darstellen in einem Koordinatensystem, dessen Abszissenachse die Koordinate x, dessen Ordinatenachse die Zeit t bedeutet. Zwei im Sinne der gewöhnlichen Mechanik starr miteinander verbundene Punkte, die sich auf der x-Achse bewegen, liefern in dieser Darstellung zwei Kurven, deren Abstand, längs den Geraden t = const. gemessen, unveränderlich ist. Dieser Starrheitsbegriff widerspricht dem Relativitätsprinzip; denn er ist nicht invariant gegenüber jenen LORENTZ-EINSTEINschen Transformationen, welche die Äquivalenz aller solchen Koordinatensysteme ausdrücken, deren Achsenrichtungen zu den Gebilden

Fig. 1.



$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = \pm 1$$

konjugiert sind (wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet). Man erkennt nun leicht, daß es im allgemeinen überhaupt keine ana-

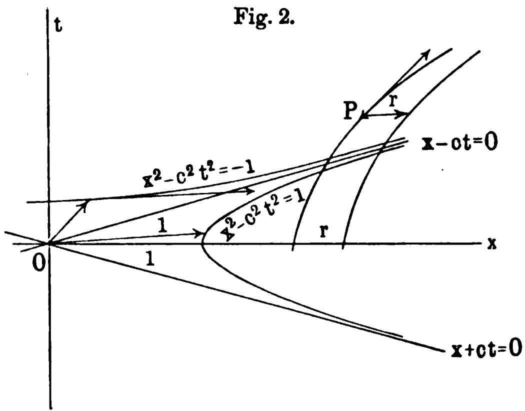
[1]) H. MINKOWSKI, Nachr. d. k. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, math.-phys. Kl., S. 54, 1908; Phys. ZS. 10, 104, 1909 und Jahresber. d. deutsch. Mathematiker-Vereinigung 18. (Auch als Sonderabdruck erschienen.)

loge, invariante Relation zwischen den Koordinaten zweier bewegter Punkte allein gibt, wie es die Entfernung in der gewöhnlichen Mechanik ist. Wohl aber gibt es eine solche invariante Relation zwischen irgend zwei **unendlich nahen** Punkten, welche ausdrückt, daß die Entfernung derselben in einem mitbewegten Koordinatensystem, d. h. gemessen längs der zur Tangente der Bahnkurve bezüglich des Gebildes

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = \pm 1$$

konjugierten Richtung, unveränderlich ist. So gelangt man dazu, einen **infinitesimalen Starrheitsbegriff** einzuführen, der seinen Ausdruck in einem System von sechs partiellen Differentialgleichungen findet. Um zu den endlichen Bewegungsgesetzen zu

Fig. 2.



gelangen, hat man diese zu integrieren. Es ist mir noch nicht gelungen, das allgemein auszuführen, wohl aber in dem Spezialfalle, wo die Punkte des Körpers sich auf parallelen geraden Linien bewegen. Es genügt dann die Betrachtung der Punkte auf einer dieser Geraden, etwa der x-Achse, und man kann die Art des Zusammenhangs der Punkte so beschreiben, daß die Verwandtschaft mit der durch Fig. 1 erläuterten gewöhnlichen Starrheit in die Augen springt. Wenn nämlich die Bewegung eines Punktes, d. h. eine Kurve der xt-Ebene, bekannt ist, so findet man die Bewegungen der mit ihm starr verbundenen Punkte folgendermaßen (Fig. 2):

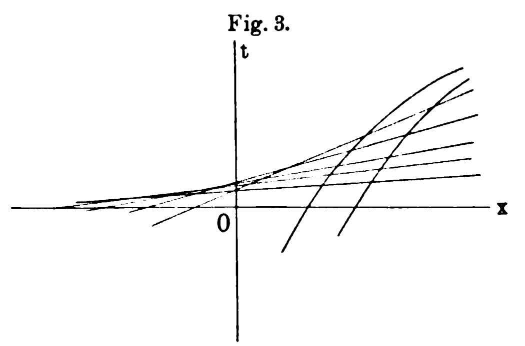
Man konstruiere sich die beiden invarianten Hyperbeln

$$x^2 - c^2 t^2 = \pm 1,$$

welche die geraden Linien $x \pm ct = 0$ zu Asymptoten haben. Dann ziehe man in einem Punkte P der gegebenen Kurve die Tangente und in der bezüglich jener Hyperbeln konjugierten Richtung einen Strahl, dessen Länge gleich dem r-fachen des in dieser Richtung liegenden Halbdurchmessers der Hyperbel $x^2 - c^2 t^2 = 1$ gemacht wird, wobei r die Entfernung der beiden Punkte bedeutet, wenn sie beide ruhen. Führt man diese Konstruktion in jedem Punkte der gegebenen Kurve aus, so findet man die gesuchte Kurve des starr verbundenen Punktes[1]. Im Falle der gleichförmigen Bewegung ist diese Konstruktion mit dem LORENTZschen Deformationsgesetz identisch.

An dem so entstehenden Bilde erkennt man eine merkwürdige Eigenschaft dieser neuen „starren" Körper. Jene Strahlen, welche zu der einen Kurve nach unserer Konstruktion die zweite zuordneten, sind im allgemeinen nicht, wie in Fig. 1, parallel, und haben daher eine Enveloppe, über die sie nicht hinausdringen (Fig. 3). Demnach kann ein solcher Körper nur eine endliche Ausdehnung haben, und da die Enveloppe um so näher an der Ausgangskurve liegt, je größer deren Krümmung ist, so folgt, daß der Körper um so kleiner sein muß, je größer seine Beschleunigung ist. Man erkennt leicht, daß, wenn der Körper in einer Kugel vom Radius R Platz hat, stets $b < c^2/R$ sein muß, wo b, der „Betrag der Beschleunigung"[2], aus der gewöhnlichen Beschleunigung durch Division mit $(1 - w^2/c^2)^{\frac{3}{2}}$ hervorgeht. Das tatsächliche Vorkommen ungeheurer Beschleunigungen von Elektronen zeigt demnach an, daß die Elektronen, sofern sie solche in dem neuen Sinne starre Gebilde sind, außerordentlich klein sein müssen. Doch liefert diese Beschränkung

Fig. 3.



[1]) Diese Konstruktion gilt nur im Falle der Translation.

[2]) MINKOWSKI, Phys. ZS. 10, 108, 1909; Jahresb. d. deutsch. Math.-Ver. 18.

für die Größe der Elektronen noch Werte, die weit über den gewöhnlich angenommenen liegen; denkt man sich z. B. ein Elektron von $^1/_3$ Lichtgeschwindigkeit zur Ruhe gebracht auf einer Weglänge, die gleich dem Durchmesser eines Wasserstoffatoms (10^{-8} cm) ist, so ergibt sich $b = 5 . 10^{27}$ cm sec^{-2}, also $R < 1{,}8 . 10^{-7}$ cm, während der gewöhnlich angenommene Wert $R = 1{,}5 . 10^{-13}$ cm beträgt; diesem würde als Höchstgrenze der Beschleunigung $b < 6 . 10^{33}$ cm sec^{-2} entsprechen. Es ist demnach nicht zu erwarten, daß die Erfahrung für oder gegen diese Konsequenz der Theorie, aus der die Notwendigkeit der Annahme einer atomistischen Struktur der Elektrizität hervorgeht, entscheiden wird.

Es gibt nun eine ausgezeichnete beschleunigte Bewegung, die der gleichförmig beschleunigten der alten Mechanik entspricht und die ich „Hyperbelbewegung“ nenne. Während nämlich in der alten Mechanik die Bewegung eines starren Körpers mit konstanter Beschleunigung (vertikaler Wurf) in einem xt-Koordinatensystem durch eine Schar von parallelen Parabeln dargestellt wird, ist das Bild dieser Hyperbelbewegung eine Schar von Hyperbeln, deren Asymptoten die Geraden $x \pm ct = 0$ sind. Auch diese Bewegung ist in gewissem Sinne als gleichförmig beschleunigt zu bezeichnen, da bei ihr der oben eingeführte „Betrag der Beschleunigung“ b für jeden Punkt konstant ist. Die Parabeln der alten Mechanik sind offenbar der Grenzfall $c = \infty$ von solchen Hyperbeln. Da ferner jede Bewegung sich durch Hyperbelbewegungen approximieren läßt, habe ich sie den weiteren elektrodynamischen Berechnungen zugrunde gelegt.

Um das dynamische Verhalten eines solchen starren Körpers zu prüfen, wird man denselben mit elektrischer Ladung versehen denken und die von ihm auf sich selbst ausgeübten Kräfte bestimmen. Zunächst ist zu diesem Zwecke das Feld des Elektrons zu berechnen. Ohne daß man über Form und Ladungsverteilung irgendwelche Voraussetzungen zu machen braucht, ergibt sich dabei das Folgende:

Bei einer Hyperbelbewegung, deren Beschleunigung ja beliebig große Werte haben kann, führt das Elektron sein Feld mit sich; Strahlung ist nicht vorhanden. Das Feld ist von dem gewöhnlichen statischen natürlich verschieden; vom Elektron selber aus beurteilt ist aber, genau wie bei der gleich-

förmigen Bewegung, kein magnetisches Feld vorhanden, und das elektrische leitet sich durch Differentiation (wenn auch in etwas modifizierter Weise) aus einem Potential Φ ab, das einer der Gleichung $\Delta\Phi = \varrho$ sehr analogen Differentialgleichung

$$\Delta\Phi + \frac{1}{x}\frac{\partial\Phi}{\partial x} - \frac{\Phi}{x^2} = \varrho$$

genügt.

Als ponderomotorische Kräfte auf die Ladungseinheit habe ich, im Einklang mit dem LORENTZschen Ansatz $\mathfrak{E} + 1/c\,[\mathfrak{w}\mathfrak{H}]$, den von MINKOWSKI als „elektrische Ruhkraft“ bezeichneten Vektor angesehen, d. h. in jedem Punkte die elektrische Feldstärke, wie sie in einem Koordinatensystem gemessen wird, dessen Bewegung mit der Momentanbewegung des Punktes übereinstimmt. Dagegen erkennt man leicht, daß die Art, wie üblicherweise aus diesen Einzelkräften die resultierenden Kräfte durch Integration über das Volumen des Elektrons in einem Augenblick gebildet werden, dem Relativitätsprinzip widerstreitet.

Aus diesem Umstande entspringen jene in der LORENTZschen Theorie auftretenden Widersprüche. Durch eine naheliegende Modifikation jenes Ansatzes gewinnt man solche Resultierende, welche gegen die LORENTZ-Transformationen invariant sind; dieselben sind aber nicht mit dem Raumintegral der Einzelkräfte identisch, und damit verlieren auch die Begriffe Gesamtenergie, Gesamtimpuls usw. für die Elektronenmechanik ihre Bedeutung. Das Resultat der Rechnung ist dies: die Komponenten der resultierenden Kraft senkrecht auf der Bewegungsrichtung sind im allgemeinen, selbst bei quasistationärer Bewegung, nicht Null. Da aber die Beobachtung lehrt, daß zur Aufrechterhaltung derselben keine äußeren seitlichen Kräfte erforderlich sind, so folgt, daß die Ladung in spezieller Weise verteilt sein muß, und zwar in homogenen, kugelförmigen, konzentrischen Schichten, falls man voraussetzt, daß alle Bewegungsrichtungen für das Elektron gleichberechtigt sind. Betrachten wir endlich die Kraftkomponente in der Bewegungsrichtung, so läßt sich diese auf die Form $-\mu b_x$ bringen, wo b_x die x-Komponente der Beschleunigung im Mittelpunkte, μ eine gewisse Funktion von b ist, die sonst nur noch von der elektrischen Dichte abhängt; μ wird als Ruhmasse anzusprechen sein.



Es ist nun noch zu zeigen, daß ein äußeres Kraftfeld existiert, das imstande ist, eine Hyperbelbewegung aufrecht zu erhalten. In der Tat leistet das ein äußeres konstantes, elektrisches Feld E_x in der Bewegungsrichtung.

Man bekommt demnach für solche Bewegungen, die von der Hyperbelbewegung nur wenig abweichen, die mechanische Grundgleichung in der MINKOWSKIschen Form

$$\mu \frac{d^2 x}{d\tau^2} = e E_x \frac{dt}{d\tau},$$

wo τ die Eigenzeit bedeutet.

Was nun die Funktion μ (b) betrifft, so ergibt sich, daß diese bis auf Glieder zweiter Ordnung in b, deren Koeffizient zugleich mit dem Radius des Elektrons verschwindet, konstant ist, und zwar findet man den bekannten Wert

$$\mu = \frac{4}{3c^2} U,$$

wo

$$U = \frac{1}{8\pi} \int\int \frac{\varrho \bar{\varrho}}{r} dw\, d\bar{w}$$

die elektrostatische Energie des Elektrons bedeutet. Führt man dann noch die „gewöhnliche" Masse durch die LORENTZsche Relation

$$m = \frac{\mu}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

ein, so gewinnt man die Bewegungsgleichung in der EINSTEIN-PLANCKschen Form

$$\frac{d m w_x}{dt} = e E_x,$$

und der Energiesatz nimmt die Form an

$$\frac{dm}{dt} = \frac{1}{c^2} e E_x w_x.$$

Durch Superposition von LORENTZ-Transformationen läßt sich die Theorie leicht derart verallgemeinern, daß sie alle in praxi vorkommenden Fälle umfaßt.

Die radioaktiven Stoffe in Erde und Luft als Ursache der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre;

von Karl Kurz.

(Vorgetragen in der Sitzung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

I. Natur und Wirksamkeit der durchdringenden Strahlung.

Die Existenz einer Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit in der Atmosphäre ist durch Versuche von RUTHERFORD und COOKE [1]), von MC LENNAN und BURTON [2]) nachgewiesen. Mißt man den Sättigungsstrom, der in dem allseitig geschlossenen Zerstreuungsraume eines Elektrometers fließt, so kann man beobachten, daß die Größe des Sättigungsstromes von der Art und der Dicke der Gefäßwandung abhängig ist. Bei den Versuchen von MC LENNAN und BURTON ließ sich dieser Sättigungsstrom beispielsweise um 37 Proz. vermindern, wenn das Gefäß mit einer Wasserschicht von 25 cm Dicke umgeben wurde; durch 12,5 cm Wasser wurde eine Verminderung um 17,5 Proz. herbeigeführt. COOKE [3]) erreichte durch Bleischirme eine Verminderung um 30 Proz., die dann nicht weiter vergrößert werden konnte.

Untersuchungen von WOOD [4]), EVE [5]), MC CLELLAND [6]), CAMPBELL [7]) haben dann gezeigt, daß die Ionisierung in einem allseitig geschlossenen Gefäße dreierlei Ursachen hat:

---

[1]) E. RUTHERFORD, u. H. L. COOKE, Phys. Rev. 16, 183, 1903.
[2]) J. C. MC LENNAN u. E. F. BURTON, Phil. Mag. 6, 343, 1903; Phys. Rev. 16, 184, 1903; Phys. ZS. 4, 553, 1903.
[3]) H. L. COOKE, Phil. Mag. 6, 483, 1903.
[4]) A. WOOD, Phil. Mag. 9, 550, 1905.
[5]) A. S. EVE, Phil. Mag. 8, 669, 1904.
[6]) MC CLELLAND, Phil. Mag. 9, 230, 1905.
[7]) N. R. CAMPBELL, Phil. Mag. 9, 531, 1905; Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 2, 434, 1906.

1. Die in der eingeschlossenen Luft befindlichen radioaktiven Stoffe;

2. eine von den Wandungen des Gehäuses ausgehende, von der Art des Materials abhängige Strahlung, die ihrer Natur nach der α-Strahlung radioaktiver Substanzen verwandt ist;

3. eine von außen kommende, die Wände durchdringende Strahlung, die in den Wänden auch eine Sekundärstrahlung auslöst.

Über die Natur dieser Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit hat man ermittelt, daß ihr Durchdringungsvermögen für gewöhnliche Materie gleich dem der von den Zerfallsprodukten des Radiums und Thoriums ausgehenden γ-Strahlung ist [1]).

Nach Beobachtungen von Wood und Campbell [2]), Mc Keon [3]), Mache und Rimmer [4]), Wulf [5]) Pacini [6]) hat diese Strahlung eine doppelte tägliche Periode, die zeitliche Übereinstimmungen mit dem täglichen Gange des Potentialgefälles in der Nähe der Erdoberfläche zeigt. Dieser eigentümliche Zusammenhang hat für die Lehre von der Luftelektrizität großes Interesse, zumal wir in der durchdringenden Strahlung einen wichtigen Faktor im Elektrizitätshaushalte der Atmosphäre vor uns haben, wie die folgende Berechnung zeigt:

Mc Lennan [7]) findet bei den jüngsten Messungen am Ufer und auf dem Ontariosee, daß durch die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre 6,3 Ionen im Cubikcentimeter pro Sekunde gebildet werden. Von den von Wulf [5]) angegebenen Zahlen für die Ionenerzeugung im geschlossenen Elektrometer sind nach seinen Angaben 42 Proz. auf die Wirkung der von außen kommenden, die Wände des Elektrometers durchdringenden Strahlung zu setzen; das wären 12 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde. Als Mittel aus Mc Lennans und Wulfs Beobachtungen erhalten wir so als Zahl der pro Sekunde und Cubikcentimeter durch die in der

---

[1]) Vgl. Mache u. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität, S. 168, und die dort noch weiter angegebene Literatur.

[2]) A. Wood, Nature 73, 583, 1906; Phil. Mag. 13, 265, 1907.

[3]) Mc Keon, Phys. Rev. 25, 399, 1907.

[4]) H. Mache u. T. Rimmer, Phys. ZS. 7, 619, 1906.

[5]) Th. Wulf, Phys. ZS. 10, 152, 1909.

[6]) D. Pacini, Rend. della R. Accad. dei Lincei 18, 123, 1909.

[7]) J. M. Mc Lennan, Phys. ZS. 9, 440, 1908.

Atmosphäre vorhandene Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit erzeugten Ionen 9 bis 10. Zu derselben Zahl kommen wir in dieser Arbeit bei drei voneinander völlig unabhängigen Versuchsreihen, von denen jede für sich eigentlich durchaus andere Zwecke verfolgte.

Es sei nun allgemein q die Zahl der Ionen, die durch einen Ionisator im Cubikcentimeter Luft in der Zeiteinheit erzeugt werden, α sei der Wiedervereinigungskoeffizient dieser neuerzeugten und daher noch leicht beweglichen Ionen. Wenn wir dann die Wiedervereinigung als den wichtigsten der Prozesse ansehen, die die Zahlen n_+ und n_- der Ionen in der Atmosphäre zu mindern suchen, wenn wir also zunächst von allen anderen im gleichen Sinne wirkenden Vorgängen absehen, so ist durch

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha . n^2 = 0 \qquad 1)$$

die Möglichkeit eines stationären Zustandes gekennzeichnet; n_+ und n_- sind dabei die Zahlen der positiven und negativen Ionen im Cubikcentimeter, die wir als gleich annehmen wollen.

Der Wiedervereinigungskoeffizient α ist bis jetzt erst für die leicht beweglichen Ionen der Atmosphäre bestimmt worden. SCHUSTER[1]) findet Werte von $2,1 . 10^{-6}$ bis $3,3 . 10^{-6}$. Wir wählen für unsere Betrachtung den Mittelwert $2,7 . 10^{-6}$, einen Wert, dessen Richtigkeit auch durch Beobachtungen von MACHE und RIMMER[2]) und durch bis jetzt noch unveröffentlichte Messungen von R. SCHLEUSSINGER im physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu München bestätigt wird.

Die Werte $q = 9$ und $\alpha = 2,7 . 10^{-6}$ würden nach 1) zu einem Werte $n = 1825$, als Zahl der Ionen jedes Vorzeichens im Cubikcentimeter Luft führen, d. h. ein Ionisator, der pro Zeiteinheit neun Ionen im Cubikcentimeter erzeugt, würde einen stationären Zustand in der Atmosphäre herbeiführen, der durch die Anwesenheit von rund 1800 Ionen jeden Vorzeichens im Cubikcentimeter gekennzeichnet wäre, wenn auf die Ionen lediglich eine durch den Koeffizienten $2,7 . 10^{-6}$ charakterisierte Wiedervereinigung vermindernd einwirkte. Nun sind einmal unsere Kenntnisse

---

[1]) A. SCHUSTER, Mem. Manchester Soc. 48, Heft 12, 1904.
[2]) H. MACHE u. T. RIMMER, Phys. ZS. 7, 617, 1906.

über die Vorgänge der Ionenverminderung in der Atmosphäre, zumal nach der quantitativen Seite hin, noch gering; wir wissen nicht, wie groß die Zahl der ursprünglich leicht beweglichen Ionen ist, die sich wegen der Adsorption an Staub, Rauch, Wasserdampf der Beobachtung bis jetzt entziehen. Die Angaben über die Zahl der Molionen (Langevin-Ionen) schwanken von 1000 im Cubikcentimeter nach Gockel[1]) bis 50000 im Cubikcentimeter nach Langevin, während sich aus den Daunderer schen Messungen[2]) Zahlen von 6000 bis 7000 berechnen lassen. Weiter fehlt uns jegliche Kenntnis über den Wiedervereinigungskoeffizienten dieser schwer beweglichen Ionen, ferner die Zahl der Ionen, die infolge des Erdfeldes in die Erdoberfläche einwandern oder bei der „Bodenatmung" mit der Tiefenluft austreten. Immerhin aber weiß man aus Ionenzählungen mit Aspirationsapparaten, daß im Cubikcentimeter Luft rund 1000 leicht bewegliche Ionen existieren, und wir erkennen daraus die Wichtigkeit eines Ionisators von der Intensität der durchdringenden Strahlung, die unter den oben entwickelten Annahmen allein schon zu einer Gesamtionenzahl von etwa 1800 im Cubikcentimeter führen würde.

II. Möglichkeiten für die Quellen der durchdringenden Strahlung.

Die durchdringende Strahlung könnte die folgenden drei Quellen haben:

1. Es kann eine außerterrestrische Strahlenquelle angenommen werden. O. W. Richardson[3]) sieht die Sonne als Ausgangspunkt an. Die Strahlung müßte in diesem Falle die gesamte Luftschicht durchsetzen, ehe sie zur Erdoberfläche gelangt. Sie müßte dann von oben nach unten an Stärke abnehmen.

2. Wegen des Grades der Durchdringungsfähigkeit der Strahlung können aber auch die irdischen radioaktiven Stoffe die Quelle sein und hier natürlich zunächst die in der Atmosphäre selbst bereits verteilten Zerfallsprodukte der Emanationen. Wie vom

---

[1]) A. Gockel, Phys. ZS. 10, 396, 1909.
[2]) A. Daunderer, Phys. ZS. 10, 13, 1909.
[3]) O. W. Richardson, Nature 73, 607, 1906; 74, 55, 1906.

Verfasser vor kurzem gezeigt wurde[1]), kommen die Zerfallsprodukte der drei radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre vor, die eine Emanation erzeugen, so daß wir mit drei γ-Strahlern in der Atmosphäre zu rechnen haben: Radium C, Thorium C, Aktinium C. Wegen der allgemeinen Verbreitung dieser Stoffe in den unteren Schichten der Atmosphäre würde hieraus eine nach allen Richtungen gleichstarke Strahlung resultieren. STRONG[2]) sieht so in der Tat auf Grund seiner Untersuchungen die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre als Quelle der durchdringenden Strahlung an.

3. Als letzte Möglichkeit kommen die radioaktiven Stoffe in den obersten Schichten der Erdkruste in Frage. Hierbei müßte die Strahlung von unten nach oben an Stärke abnehmen. Zu dieser Ansicht kommt MC LENNAN[3]) bei seinen Beobachtungen am Ontariosee.

Zweck der vorliegenden Arbeit ist es nun, dreierlei nachzuweisen:

1. Daß die Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle, für die an der Erdoberfläche angetroffene durchdringende Strahlung wenigstens, nicht nur unnötig, sondern wegen der Konsequenzen unmöglich ist; sie würde zu Verhältnissen in den höheren Schichten der Atmosphäre führen, die in keiner Weise der Wirklichkeit entsprechen.

2. Daß die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre, wenn sie auch in der Gesamtheit ihrer Wirkungen einen merklichen Beitrag zur Ionisierung der Atmosphäre zu leisten vermögen, doch nicht auch nur annähernd eine γ-Strahlung zu liefern imstande sind, die die durchdringende Strahlung erklären könnte.

3. Daß wir hingegen die radioaktiven Stoffe in den obersten Schichten der Erdrinde als notwendige und hinreichende Ursache einer Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit in den unteren Luftschichten von dem tatsächlich gemessenen Betrage anzusehen haben.

---

[1]) K. KURZ, Radium, Thorium und Aktinium in der Atmosphäre und ihre Bedeutung für die atmosphärische Elektrizität. Abhandl. d. Königl. Bayer. Akad. d. Wiss. zu München, math.-phys. Kl., 25, 1. Abhandl. 1909.

[2]) W. W. STRONG, Phys. ZS. 9, 117, 1908.

[3]) J. C. MC LENNAN, Phys. ZS. 9, 440, 1908.

a) Eine außerterrestrische Quelle? RICHARDSON versuchte, wie oben bemerkt, die Beobachtungen von CAMPBELL und WOOD durch die Annahme einer Strahlung zu erklären, die von der Sonne ausgehe. In der Tat ist ja die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die auf der Erde bekannten radioaktiven Substanzen auch auf der Sonne vorhanden sind, wenn auch ihre Anwesenheit bis jetzt noch nicht spektralanalytisch nachgewiesen ist. Die Fragestellung, die die tatsächlichen Verhältnisse in der Atmosphäre in Rücksicht zieht, wäre bei dieser Annahme dann offenbar die folgende: Welche Ionisationsverhältnisse müssen sich in den höheren Schichten der Atmosphäre entwickelt haben unter der Wirkung einer ionisierenden Strahlung von bekanntem Durchdringungsvermögen, die nach dem Durchsetzen einer Luftschicht, äquivalent mit einer Quecksilberschicht von 76 cm Dicke oder einer Bleischicht von 91 cm Dicke, noch eine solche Intensität besitzt, daß sie im Cubikcentimeter Luft in der Sekunde neun Ionen zu erzeugen vermag?

Wir wollen daher berechnen, wie sich die Verhältnisse in gewissen Höhen über dem Erdboden gestalten müßten unter der Wirkung einer außerterrestrischen Strahlung, und wollen diese Resultate vergleichen mit den bereits bis in 6000 m Höhe durchgeführten Messungen in der Atmosphäre.

Untersuchungen über die Absorption der γ-Strahlung in Materie liegen vor von RUTHERFORD [1]), MC CLELLAND [2]), WIGGER [3]), EVE [4]), TUOMIKOSKI [5]). Der Absorptionskoeffizient λ ist gegeben durch die Beziehung

$$\frac{J_2}{J_1} = e^{-\lambda(d_2-d_1)},$$

wenn J_1 und J_2 die Strahlungsintensitäten nach dem Durchstrahlen der Schichten von der Dicke d_1 bzw. d_2 bedeuten. λ ist proportional der Dichte des durchstrahlten Materials, so daß $\lambda/\delta = $ konst ist, wenn δ die Dichte bedeutet. Weiter ist λ abhängig bei ein und demselben Material von der Dicke der bereits

[1]) E. RUTHERFORD, Phys. ZS. 3, 517, 1902.
[2]) MC CLELLAND, Phil. Mag. 8, 70, 1904.
[3]) O. WIGGER, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 2, 391, 1905.
[4]) A. S. EVE, Phys. ZS. 8, 183, 1907.
[5]) Y. TUOMIKOSKI, Phys. ZS. 10, 372, 1909.

durchstrahlten Schicht. Eine Gesetzmäßigkeit hierüber ist noch nicht festgestellt worden. WIGGER erhält Konstanz des Absorptionskoeffizienten nach dem Durchstrahlen einer Bleischicht von 2,8 cm Dicke; er erhält dann für Blei $\lambda = 0{,}241$ (cm^{-1}). TUOMIKOSKI erhält konstante Werte nach dem Durchlaufen einer Bleischicht, die er zwischen 1 cm und 12 cm variieren kann. Bei einer Vergrößerung der Bleischicht über 12 cm bis 18 cm findet er dann aber eine Abnahme des Absorptionskoeffizienten, der bei 18 cm Blei den Wert 0,25 (cm^{-1}) erreicht. Seine bei geringeren Schichtdicken gefundenen Werte liegen höher als die WIGGERschen Zahlen. Wir wollen den WIGGERschen Wert 0,241 (cm^{-1}) für Blei unserer Berechnung zugrunde legen, da er dem von TUOMIKOSKI angegebenen kleinsten Wert 0,25 am nächsten kommt, und da bei Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle die Strahlung beispielsweise in 6000 m Höhe über dem Erdboden bereits Luftschichten durchsetzt hat, die in bezug auf ihre Absorptionsfähigkeit den dicksten von TUOMIKOSKI untersuchten Bleischichten äquivalent sind.

Die von dem Materiale unabhängige Konstante λ/δ wird dann gleich 0,021. Für Luft von Atmosphärendruck berechnet sich hieraus der Wert des Absorptionskoeffizienten der γ-Strahlung zu 0,000 027 15 (cm^{-1}). Für unsere Verhältnisse ist nun weiter zu beachten, daß die Dichte der Luft mit der Höhe nach einem Exponentialgesetze abnimmt; also nimmt der Wert des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe über dem Erdboden ebenfalls ab. Ist die Dichte der Luft in der Nähe des Erdbodens gleich δ_0, so ist sie in der Höhe h in Metern über dem Erdboden, innerhalb der für uns hier in Betracht kommenden Höhen, gleich

$$\delta_0 \, . \, e^{-\lambda' h},$$

wo $\lambda' = 0{,}000126$ (m^{-1}) ist. Somit erhält man den Absorptionskoeffizienten λ_h der γ-Strahlung in einer Höhe h über dem Erdboden aus

$$\lambda/\delta = \text{konst}$$

als

$$\lambda_h = 0{,}001293 \, . \, e^{-0{,}000126 \, . \, h} \, . \, 0{,}021 = 0{,}00002715 \, . \, e^{-0{,}000126 \, . \, h} \, (\mathrm{cm}^{-1}).$$

In Tabelle I sind für einige Höhen über dem Erdboden mit Hilfe der eben besprochenen Beziehung des Absorptionskoeffizienten zur Dichte der durchstrahlten Materie Werte für die Ionendichte

und die Leitfähigkeit der Atmosphäre berechnet. Zugrunde gelegt ist die Annahme, daß die von außen kommende Strahlung nach Durchsetzen der gesamten Luftschicht in der Nähe des Erdbodens noch von solcher Intensität ist, daß sie neun Ionen im Cubikcentimeter in der Sekunde zu erzeugen vermag. Aus der Zahl der in der Zeiteinheit im Cubikcentimeter erzeugten Ionen ist mit Hilfe des Wiedervereinigungskoeffizienten die Ionenzahl im Cubikcentimeter und damit die Ionendichte im Cubikmeter in ESE berechnet [1]). Die Angaben über die Leitfähigkeit sind in absolutem Maße gegeben. Hierbei war die Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe in doppelter Weise zu berücksichtigen. Einmal wegen der Änderung des Absorptionskoeffizienten nach einem Exponentialgesetz, dann wegen der Zunahme der Ionenbeweglichkeit bei Abnahme der Gasdichte. Es ist hier von der Annahme ausgegangen worden, daß die spezifische Geschwindigkeit der hier in Betracht kommenden Ionen im Mittel zu $1 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ gerechnet werden kann, und daß die Ionenbeweglichkeit bei den hier vorkommenden Höhen umgekehrt proportional der Dichte der Luft in den verschiedenen Höhen ist. Bei der Berechnung sowohl der Ionendichten als auch der Leitfähigkeit aus der Zahl der im Cubikcentimeter in der Sekunde erzeugten Ionen ist ferner der Änderung des Wiedervereinigungskoeffizienten mit der Höhe wegen der Abnahme der Dichte der Luft Rechnung getragen, gemäß den von LANGEVIN [2]) gegebenen Beziehungen.

Unter Berücksichtigung dieser einzelnen Faktoren ist nun die Tabelle 1 zusammengestellt, die ein Bild gibt über die Ionenverhältnisse in gewissen Höhen über der Erde, wie sie bestehen müßten, wenn die am Erdboden beobachtete durchdringende Strahlung außerterrestrischen Ursprungs wären. Wir sehen, daß in 6000 m Höhe die Größenordnung der Ionendichte in ESE bereits

---

[1]) Als Ionenladung ist hierbei der alte Wert mit $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ ESE statt des neuen $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ ESE zugrunde gelegt, da in den später zum Vergleich herangezogenen Werten aus der Literatur offenbar noch mit dem alten Werte $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ ESE gerechnet ist.

[2]) LANGEVIN, Recherches sur les gaz ionisés, Université Paris, 1902, und J. J. THOMSON, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Deutsche Ausgabe von E. MARX, Leipzig 1906, S. 21 ff.

10^2, die Größenordnung der absoluten Leitfähigkeit 10^{-1} wäre; nur auf die Größenordnung kann es hierbei ankommen.

Tabelle 1.

Höhe über dem Erdboden in m	Ionendichte in ESE im cbm	Leitfähigkeit in absolutem Maß
0	0,62	$3,7 . 10^{-4}$
1000	2,47	$1,7 . 10^{-3}$
1700	6,06	$4,5 . 10^{-3}$
2000	8,64	$6,7 . 10^{-3}$
3000	26,30	$2,3 . 10^{-2}$
4320	96,00	$1,0 . 10^{-1}$
6000	401,00	$4,9 . 10^{-1}$

Tabelle 2.

Höhe über dem Erdboden in m	Ionendichte in ESE im cbm	Leitfähigkeit in absolutem Maß
1700	—	$3,5 . 10^{-4}$
3000	—	$5,3 . 10^{-4}$
4320	2,1	—
6000	—	$20,5 . 10^{-4}$
6000	0,26	—

Diesen Zahlen stellen wir gegenüber die Daten aus Tabelle 2, wie sie bei Ballonfahrten gewonnen worden sind. Von GERDIEN wurde am 30. August 1905 in 6000 m Höhe der Anteil der positiven Ionen an der Leitfähigkeit zu $\lambda_+ = 11,24 . 10^{-4}$ und $\lambda_- = 9,21 . 10^{-4}$ beobachtet; dies gibt als Leitfähigkeit dieselbe Größenordnung wie die am Erdboden beobachtete, wenn auch der Zahlenwert erheblich höher liegt. Die höchste bei Ballonfahrten beobachtete Ionendichte ist 2,12 ESE im Cubikmeter in 4320 m Höhe. Der Wert ist als abnorm hoch zu bezeichnen gegenüber sonstigen Werten; so sind in 6000 m Höhe Ionendichten von 0,24 bis 0,28 ESE beobachtet worden. Jedenfalls sieht man ohne weiteres, daß wir in keiner Weise an die von Tabelle 1 geforderten Werte und Verhältnisse herankommen. Ist auch ein Anstieg der Leitfähigkeit mit der Höhe zu konstatieren, so ist doch der in 6000 m Höhe beobachtete Wert etwa $^1/_{250}$ des Wertes, der bei obiger Annahme vorhanden sein müßte. Der höchste Wert der Ionendichte, der

bei Ballonfahrten beobachtet ist, beträgt etwa $^1/_{50}$ des Wertes, der sich für dieselbe Höhe berechnen ließe unter der Annahme des außerterrestrischen Ursprungs der durchdringenden Strahlung, womit diese Annahme als erledigt anzusehen ist.

b) Eine terrestrische Quelle? 1. Die radioaktiven Stoffe in der Luft als Strahlungsquelle? Quantitative Messungen des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Stoffen liegen bis jetzt nur wenige vor, denn die nach der Elster-Geitelschen Methode ausgeführten Messungen lieferten, auch wenn in Aktivierungszahlen umgerechnet wurde, bislang kein quantitativ deutbares Ergebnis. Vom Verfasser ist daher vor kurzem versucht worden [1]), die Elster-Geitelsche Aktivierungszahl quantitativ zu deuten, um so ein größeres Zahlenmaterial für den Gehalt der Luft an radioaktiven Stoffen zu erhalten. Wie die in der betreffenden Arbeit gegebene Zusammenstellung zeigt, ordnen sich die in dieser Weise gewonnenen Zahlen gut den von verschiedenen Orten der Erde vorliegenden quantitativen Messungen ein und zeigen, daß die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre im Mittel nur ein bis zwei Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde zu erzeugen imstande sind.

Bei der Art der diesen Bestimmungen dienenden Versuchsanordnungen ist hierbei lediglich die Wirkung der von den Substanzen ausgehenden α-Strahlung bestimmt worden. Die Wirksamkeit der β- und γ-Strahlung ist vernachlässigt. Diese Vernachlässigung ist erlaubt, wenn man die Ionisationswirkung eines γ-Strahles und eines α-Strahles derselben Substanz auf gleichen Luftwegen vergleicht. Mißt man jedoch die Gesamtionisation, die ein γ-Strahl auszuüben vermag, wenn er eine seiner viel größeren Reichweite entsprechende Luftstrecke durchsetzt, so ändert sich das Bild etwas. Denn ein γ-Strahl von Radium C vermag z. B. eine Luftschicht von etwa 1000 m Dicke zu durchdringen, ehe seine Wirksamkeit auf 1 Proz. des Anfangswertes gesunken ist; die Ionisationswirkung eines α-Strahles von Radium C ist bereits nach dem Durchlaufen einer Luftschicht von 6,7 cm Dicke praktisch gleich Null. Hier kommt es aber auf die

---

[1]) Vgl. K. Kurz, l. c.

Gesamtionisation der γ-Strahlen in Luft an, in der sie sich ungehindert ausbreiten können.

Wie EVE[1]) gezeigt hat, werden durch die α-Strahlen von 1 g Radiumbromid im radioaktiven Gleichgewicht $1{,}67 . 10^{16}$ Ionen in der Zeiteinheit erzeugt, wenn die Strahlen vollständig in Luft absorbiert werden. RUTHERFORD hatte als entsprechenden Wert $1{,}24 . 10^{16}$ gefunden; als Mittelwert können wir etwa $1{,}45_5 . 10^{16}$ Ionen annehmen. Die γ-Strahlen der entsprechenden Substanzmenge vermögen nach dem gleichen Autor bei vollständiger Absorption $8{,}9 . 10^{14}$ Ionen pro Sekunde zu liefern. Als Verhältnis der Wirkung der α-Strahlung und der γ-Strahlung desselben radioaktiven Produktes erhält man hier 16,4 : 1,0.

Dies Resultat können wir direkt auf die Verhältnisse in der Atmosphäre übertragen, nachdem in der oben zitierten Arbeit des Verfassers gezeigt ist, in welchem Verhältnis sich die drei Stoffe Radium, Thorium, Aktinium an der Ionisation der Atmosphäre beteiligen. Wir können schließen: Die von den in der Atmosphäre vorhandenen radioaktiven Stoffen ausgehende γ-Strahlung hat eine Ionisationswirkung von rund 6 Proz. der von denselben Substanzen ausgehenden α-Strahlwirkung. Bei einer Wirkung der α-Strahlen von 1 bis 2 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde kommen wir so zu einer Wirkung der γ-Strahlen von 0,06 bis 0,12, im Mittel also von 0,09, als Zahl der in der Zeiteinheit im Cubikcentimeter durch γ-Strahlung erzeugten Ionen, d. h. die von den radioaktiven Stoffen in der Atmosphäre ausgehende γ-Strahlung liefert also nur 1 Proz. jener oben berechneten 9 Ionen pro Sekunde und Cubikcentimeter, der Wirkung der in den unteren Luftschichten vorhandenen durchdringenden Strahlung.

2. Die radioaktiven Stoffe in der Erdrinde als Strahlungsquelle? Es ist zunächst zu berechnen, welche Schichtdicken an Luft und Erde die durchdringende Strahlung zu durchsetzen vermag, ehe sie auf einen verschwindenden Bruchteil ihrer Anfangsstärke geschwächt ist. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Dicke der bereits durchstrahlten Schicht ist,

---

[1]) A. S. EVE, Phil. Mag. 12, 189, 1906.

wie oben schon bemerkt, von WIGGER[1]) und von TUOMIKOSKI[2]) untersucht worden. TUOMIKOSKI hat die Beobachtungen WIGGERS bis zu einer Schichtdicke von 19 cm Blei fortgesetzt und findet verschiedene Größen des Absorptionskoeffizienten je nach der Dicke der bereits durchsetzten Bleischicht. Wir legen seine für die verschiedenen Schichten gefundenen, also immer nur innerhalb dieser Schichten gültigen Werte des Absorptionskoeffizienten zugrunde. Mit Hilfe der Beziehung $\lambda/d =$ konst, wenn λ der Absorptionskoeffizient, d die Dichte der Substanz ist, berechnen wir den Absorptionskoeffizienten der durchdringenden Strahlung für Luft, natürlich unter Berücksichtigung der Abnahme der Dichte der Luft mit der Höhe. Es sind also zunächst die den verschiedenen von TUOMIKOSKI untersuchten Bleischichten äquivalenten Luftschichten, gerechnet vom Erdboden an, zu bestimmen nach der Beziehung:

$$d \,.\, \delta = x \,.\, 0{,}001\,293 \,.\, e^{-\lambda' x},$$

wenn d die Dicke der Bleischicht in Centimetern, δ die Dichte des Bleies, λ' den Koeffizienten der Abnahme der Luftdichte mit der Höhe über dem Erdboden, x die Dicke der Luftschicht bedeutet. Die mittlere Dichte der Luftschicht zwischen den Höhen x_1 und x_2 über dem Erdboden ergibt sich als

$$\delta_x = 0{,}001\,293 \cdot \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\lambda' x}\, d\,x.$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen läßt sich dann die Intensität der durchdringenden Strahlung in verschiedenen Höhen über dem Erdboden berechnen, wenn man den Erdboden als Strahlungsquelle ansieht. Man kennt die mittleren Dichten der einzelnen den TUOMIKOSKIschen Bleischichten äquivalenten, übereinander liegenden Luftschichten, findet daraus nach der oben gegebenen Beziehung die innerhalb der einzelnen Luftschichten gültigen Absorptionskoeffizienten und mit ihrer Hilfe die nach dem Durchsetzen dieser Schichten noch vorhandene Intensität der Strahlung. Tabelle 3 ist in dieser Weise gewonnen. Es ist der Anfangswert der Strahlung, also der Wert an der Erdoberfläche, gleich 100 ge-

[1]) O. WIGGER, l. c.
[2]) Y. TUOMIKOSKI, l. c.

setzt; die Intensität der Strahlung nach dem Durchlaufen der Schicht 0 bis 88 m, also beim Eintritt von unten her in die Schicht 88 bis 196 m, berechnet sich dann also zu 49,75 usw.

Tabelle 3.

Durchstrahlte Luftschicht in m	Mittlere Dichte der Luft in dieser Schicht	Absorptions-koeffizient in (cm^{-1})	Intensität der durchdringenden Strahlung nach d. Durchsetzen der Schicht
0	0,001 293	—	100,00
0—88	0,001 280	0,000 079 3	49,75
88—196	0,C01 264	0,000 064 5	24,71
196—490	0,001 240	0,000 057 0	4,61
765	—	—	1,00
490—1132	0,001 169	0,000 051 4	0,17
1132—1525	0,001 100	0,000 037 4	0,04
1525—1764	0,001 043	0,000 022 9	0,02

Die Tabelle zeigt, daß die Strahlen in 765 m Höhe noch 1 Proz. ihrer Anfangsstärke haben und daß in etwa 1800 m Höhe über dem Erdboden keine merkliche Wirkung mehr vorhanden ist.

In ähnlicher Weise läßt sich nun weiter berechnen, aus welcher Tiefe des Erdbodens noch eine merkliche Strahlung an die Erdoberfläche und damit in die Atmosphäre zu dringen vermag. In Tabelle 4 sind die Erdschichten in Centimetern gegeben, die den von TUOMIKOSKI untersuchten Bleischichten äquivalent sind. Spalte 2 gibt die Intensität der Strahlung nach dem Durchsetzen der betreffenden Schicht; es sind also wieder die Absorptionskoeffizienten für die einzelnen entsprechenden Schichten berechnet und mit ihrer Hilfe dann die Absorption in diesen Schichten. Zugrunde gelegt ist eine durchschnittliche Dichte der Erdsubstanz von 2,7, und es ist berücksichtigt, daß wir nach MITSCHERLICH in den oberen Erdschichten mit einem Gehalt an Bodenluft von rund 50 Volumprozent zu rechnen haben.

Auf unsere Verhältnisse übertragen, sagt die Tabelle: Noch aus einer Tiefe von 72,1 cm unter der Erdoberfläche vermag eine von den daselbst verteilten radioaktiven Substanzen ausgehende γ-Strahlung mit 1 Proz. ihrer Anfangswirkung in die Atmosphäre zu treten. Aus $1^1/_2$ m Tiefe kommt keine γ-Strahlung von merkbarer Intensität mehr an die Erdoberfläche.

Tabelle 4.

Durchstrahlte Erdschicht in cm	Intensität der durchdringenden Strahlung nach d. Durchsetzen der Schicht
0	100,00
8,4	49,75
18,4	24,70
45,3	4,61
72,1	1,00
100 5	0,17
132,5	0,04
151,0	0,02

Welche Ionisationswirkung vermag nun eine bestimmte im Erdboden enthaltene Menge radioaktiver Substanz durch ihre γ-Strahlung in der Atmosphäre auszuüben? Wir denken uns die Stoffe in feinster Verteilung gleichmäßig im Erdboden verbreitet. 50 Proz. der von diesen Substanzen ausgehenden γ-Strahlung geht nach unten, dringt in das Innere der Erde ein und ist für die direkten Messungen verloren. 50 Proz. dringen, soweit sie nicht noch in der Erdsubstanz absorbiert werden, als durchdringende Strahlung in die Atmosphäre ein. Die Strahlungsquelle hat also die eigentümliche Beschaffenheit, daß die strahlende Substanz durchaus in der sie absorbierenden Substanz enthalten ist. Die aus der Erdoberfläche austretende γ-Strahlung enthält daher Strahlen von allen möglichen Ionisierungsfähigkeiten, von der relativen Größe 100 an (nach Tabelle 3 und 4) bis zu 0, je nach der Tiefe, aus der der betreffende Strahl kommt. Die Zahlen der Tabelle 3 geben daher nur ein ungefähres Bild für die Ionisierungsfähigkeit dieser Strahlung in verschiedenen Höhen über dem Erdboden.

Durch drei voneinander völlig unabhängige Versuchsreihen soll nun nachgewiesen werden, daß die notwendig von der Erdoberfläche ausgehende γ-Strahlung auch hinreichend ist zur Erklärung der durchdringenden Strahlung in den unteren Luftschichten.

Zwei Wege stehen uns zur Verfügung: Einmal können wir den Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen direkt gewichtsmäßig ermitteln und durch Vergleich mit der bekannten

Wirkung einer bestimmten radioaktiven Substanz die Ionisierungsfähigkeit der radioaktiven Stoffe in der Erdrinde feststellen. Oder wir können zweitens die Menge vorhandener Substanz durch die Ionisierungsfähigkeit einer von ihr ausgehenden Strahlenart, der α-Strahlung zum Beispiel, bestimmen und daraus dann die Wirkung der gleichzeitig ausgehenden γ-Strahlung. Beide Wege sind hier eingeschlagen worden, der letztere bei zwei verschiedenen Versuchsreihen.

α) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus dem Radiumgehalt der Erdrinde. Von EVE[1]) ist die Zahl K der Ionen bestimmt worden, die durch die γ-Strahlung von 1 g Radiumbromid im Cubikcentimeter und in der Sekunde erzeugt wird, wenn das Präparat sich in einer Entfernung von 1 cm befindet. Er findet

$$K = 3{,}1 \,.\, 10^9.$$

Wir erhöhen diesen Wert mit Hilfe der neuesten Werte des Absorptionskoeffizienten von TUOMIKOSKI[2]) auf

$$K = 3{,}26 \,.\, 10^9,$$

da EVE bei seinen Berechnungen noch einen älteren Wert für die Absorption benutzt hat. Wieviel Gramm radioaktiver Substanz müssen in 1 g Erdsubstanz enthalten sein, wenn die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre die γ-Strahlung dieser Substanz sein sollte? Die Rechnung ist auf einem schon von STRONG[3]) eingeschlagenen Wege durchzuführen.

Die in 1 g Erdsubstanz vorhandene Menge radioaktiver Substanz sei R, δ sei die Dichte der Erdsubstanz, λ der Absorptionskoeffizient der γ-Strahlung für Erdsubstanz. [Wir legen den WIGGER-TUOMIKOSKIschen[4]) Grenzwert zugrunde.] Die EVEsche Zahl K bezieht sich auf eine punktförmig gedachte Strahlungsquelle von Radiumbromid. Denken wir uns um einen Punkt an der Erdoberfläche eine Kugelschale vom Radius r und der Dicke dr gelegt, so erzeugt die aus der Erdsubstanz bestehende Hälfte

---

1) A. S. EVE, Phil. Mag. 12, 189, 1906.
2) Y. TUOMIKOSKI, l. c.
3) W. W. STRONG, l. c.
4) C. WIGGER, l. c.

dieser Schale in ihrem Mittelpunkte pro Cubikcentimeter und Sekunde die Ionenmenge

$$d\,i = \frac{2\,r^2\pi\,.\,dr\,.\,\delta\,.\,K\,.\,R}{r^2\,.\,0{,}6}\,e^{-\lambda r}.$$

Dabei tritt der Faktor 0,6 ein, weil wir den Gehalt der Erde in Gramm Radium angeben, während das K von EVE sich auf Radiumbromid bezieht.

Daraus berechnet sich die Gesamtzahl der durch die radioaktive Substanz im Boden pro Cubikcentimeter und Sekunde in der Nähe der Erdoberfläche erzeugten Ionen als

$$J = \int_0^\infty \frac{2\,r^2\pi\,.\,\delta\,.\,K\,.\,R}{0{,}6\,.\,r^2} \cdot e^{-\lambda r}\,dr.$$

Den Wert dieses Integrals setzen wir gleich 9 Ionen, wenn wir die durchdringende Strahlung in den untersten Atmosphärenschichten als γ-Strahlung der radioaktiven Stoffe ansehen.

Aus

$$\int_0^\infty \frac{2\,r^2\pi\,.\,\delta\,.\,K\,.\,R}{0{,}6\,r^2} \cdot e^{-\lambda r}\,dr = 9$$

erhalten wir

$$\underline{R = 5{,}6\,.\,10^{-12},}$$

d. h. der Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen müßte gleich $5{,}6\,.\,10^{-12}$ g Radium im Gramm Erdsubstanz sein, wenn von der Erdsubstanz eine γ-Strahlung ausgehen soll, die in ihrer Wirkung gleich der der durchdringenden Strahlung ist, die man in der Nähe der Erdoberfläche tatsächlich beobachtet hat.

Die neuesten Messungen über den Gehalt der Erdsubstanz an radioaktiven Stoffen von JOLY[1]) ergeben als Mittel für Eruptivgesteine $6{,}1\,.\,10^{-12}$, als Mittel für Sedimentärgesteine $4{,}7\,.\,10^{-12}$ g. Als Hauptmittel erhalten wir hieraus

$$\underline{5{,}4\,.\,10^{-12}\,\text{g},}$$

einen Wert, der in überraschender Übereinstimmung mit dem oben ermittelten Werte $5{,}6\,.\,10^{-12}$ steht.

[1]) J. JOLY, Nature 78, 456, 1908.

Auf die zahlenmäßige Übereinstimmung ist natürlich kein allzu großes Gewicht zu legen, es kommt nur auf die Größenordnung an. Ältere Messungen von STRUTT [1]) bewegen sich zwischen den Werten $4{,}8 \,.\, 10^{-12}$ für Granit von Rhodesia und $0{,}12 \,.\, 10^{-12}$ für weiße Kreide vom Rande einer Grube in Cambridge, für deren Grund der Wert $0{,}4 \,.\, 10^{-12}$ gefunden wurde. Liegt so der Mittelwert der STRUTTschen Zahlen auch etwas tiefer als der von JOLY gefundene, so zeigt er doch dieselbe Größenordnung. Auch sind wegen der Art der Bestimmung diese Werte nur als maßgebend für den Radiumgehalt der Erdsubstanz anzusehen; die Untersuchungsmethode kann nicht die kurzlebige Thoriumemanation und die noch rascher zerfallende Aktiniumemanation berücksichtigt haben. Außerdem haben wir schließlich im Uran X einen weiteren γ-Strahler in der Erdsubstanz vor uns. Sind dessen γ-Strahlen auch von geringerer Durchdringungsfähigkeit als beispielsweise die von Ra C [2]), so kommen sie für die obersten Erdschichten und die untersten Luftschichten doch in Betracht. Der Gehalt der Erdkruste an radioaktiven Stoffen, die eine γ-Strahlung aussenden, ist also jedenfalls noch größer als die STRUTTschen und JOLYschen Zahlen besagen.

Wir sehen also: Die in der Erdrinde vorauszusetzende Menge radioaktiver Substanz, die der Annahme genügen würde, daß die in den unteren Luftschichten beobachtete durchdringende Strahlung die γ-Strahlung dieser Stoffe sei, stimmt mit der in der Erdsubstanz tatsächlich gefundenen Menge radioaktiver Substanz überein.

Wenn STRONG [3]) abweichend von uns zu dem Resultat kommt, daß die radioaktive Substanz der Erdkruste eine durchdringende Strahlung zu liefern vermag, die nur 0,8 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde in der freien Atmosphäre erzeugt, so liegt das im wesentlichen an seiner Annahme, daß der Gehalt der Erdrinde an radioaktiven Stoffen nur $0{,}9 \,.\, 10^{-12}$ g sei, also viel niedriger, als die Messungen ergeben haben. STRONG folgert aus seinen Resultaten, daß die in der Atmosphäre verteilten radioaktiven Substanzen die Ursache der durchdringenden Strahlung

---

[1]) R. J. STRUTT, Proc. Roy. Soc. (A) **77**, 472 und **78**, 150, 1906.
[2]) F. SODDY und A. RUSSEL, Phys. ZS. **10**, 249, 1909.
[3]) W. W. STRONG, l. c.

sein müssen. Daß diese Strahlungsquelle quantitativ in keiner Weise hinreichend ist, ist aber oben gezeigt worden.

β) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus Registrierungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft. In der Luftelektrischen Station München sind in jüngster Zeit zwei größere Arbeiten abgeschlossen worden, deren Schlußresultate wir für unsere Zwecke verwerten können. Die eine behandelt die über längere Zeit erstreckte Registrierung des Emanationsgehaltes der Bodenluft nach einer Methode, die H. Ebert[1]) vor kurzem veröffentlicht hat. Die Registrierungen sind von demselben und dem Verfasser bis in die jüngste Zeit fortgesetzt worden. Material, das L. Endrös[2]) vorher in einer über vier Monate erstreckten Registrierperiode gesammelt hat, lieferte das für unsere Zwecke hier wichtige Schlußresultat: Im Cubikcentimeter Bodenluft werden in der Zeiteinheit 306 Ionen erzeugt.

Bei der angewandten Versuchsanordnung ist diese Ionenerzeugung als Wirkung der von den radioaktiven Substanzen des Erdbodens ausgehenden α-Strahlung anzusehen. Wir erhalten also das Resultat auch in dieser Form: Die radioaktiven Stoffe im Erdboden senden eine α-Strahlung aus, die im ganzen im Cubikcentimeter Bodenluft in der Zeiteinheit 306 Ionen erzeugt.

Nun hat Eve[3]) gezeigt, wie bereits oben bemerkt, daß sich die α-Strahlung und die γ-Strahlung eines radioaktiven Präparates in ihrer Gesamtwirkung verhalten wie 16,4 : 1, d. h. die Wirkung der γ-Strahlung ist als 6 Proz. der Wirkung der α-Strahlung der gleichen Substanzmenge zu rechnen. Wenn also die radioaktiven Stoffe im Erdboden durch ihre α-Strahlwirkung 306 Ionen im Cubikcentimeter und in der Sekunde zu erzeugen vermögen, so können sie durch die von ihnen ausgehenden γ-Strahlen 6 Proz. von 306 Ionen, also 18,2 Ionen im gleichen Raum in der gleichen Zeit bilden. Da in einem Punkte der freien Atmosphäre in unmittelbarer Nähe des Erdbodens nach der oben gegebenen Überlegung nur etwa die Hälfte der Gesamt-

[1]) H. Ebert, Phys. ZS. 10, 346, 1909.

[2]) L. Endrös, Messung und Registrierung der aus dem Erdboden austretenden Emanationsmengen. Diss. d. Techn. Hochschule München, 1909.

[3]) A. S. Eve, l. c.

strahlung ionisierend wirken kann (der Rest der Strahlung verläuft für unsere Zwecke wirkungslos im Erdinnern), so resultiert daraus eine Erzeugung von 9 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde, die ihre Ursache in der γ-Strahlung radioaktiver Stoffe im Erdboden hat. Wir erhalten so auch zahlenmäßig eine genaue Bestätigung des im vorhergehenden Abschnitt gefundenen Resultates.

γ) Bestimmung der durchdringenden Strahlung aus Registrierungen der elektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. In derselben Beobachtungshütte, in der die eben besprochenen Emanationsregistrierungen vorgenommen worden sind, werden von H. Ebert und dem Verfasser seit zwei Jahren Registrierungen der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens ausgeführt. Die Arbeiten sind jetzt zu einem vorläufigen Abschluß gelangt und erscheinen zurzeit in den Abhandlungen der Königl. Bayerischen Akademie der Wissenschaften [1]).

Den Resultaten entnehmen wir folgende Daten: Es hat sich ergeben, daß pro Stunde 9,6 ESE aus einer Bodenfläche von 1 qm zu einer in unmittelbarer Nähe des Bodens stehenden Platte gelangen und da neutralisiert werden. Weiter zeigt sich, daß bereits ein Überschuß an positiven Ionen aus dem Boden in die Atmosphäre tritt, und zwar erhielten wir aus einer längeren Registrierperiode als Verhältnis der Zahl der positiven Ionen zu der der negativen 1,07 : 1,00. Dies Verhältnis erwies sich jedoch als variabel mit den Austrittsbedingungen am Boden. Wie in der Arbeit näher gezeigt wird, ließ sich aus der Änderung des Verhältnisses in Verbindung mit der gesamten an der Platte neutralisierten Elektrizitätsmenge die Zahl der Ionen berechnen, die im Cubikcentimeter Bodenluft in der Zeiteinheit gebildet werden. Es ergab sich der Wert 331 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde, ein Wert, der in überraschender Übereinstimmung steht mit der an demselben Beobachtungsorte aus direkten Registrierungen der Bodenluftemanation gefundenen Zahl 306 Ionen.

---

[1]) H. Ebert und K. Kurz, Registrierung der elektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. Abhandl. d. Königl. Bayer. Akad. d. Wiss. zu München, math.-phys. Kl., 25, 10. Abhandl., 1909.

Diese 331 Ionen sind auch bei dieser Versuchsanordnung das Ergebnis der Wirkung der α-Strahlen, die von den radioaktiven Stoffen im Erdboden ausgehen. Nach der oben gegebenen Überlegung läßt sich hieraus als Wirkung der von diesen Stoffen aus in die Atmosphäre dringenden γ-Strahlung eine Zahl von 9 bis 10 Ionen pro Cubikcentimeter Luft und Sekunde ermitteln.

Wir erhalten somit aus einer dritten, von den beiden anderen unabhängigen und über längere Zeit erstreckten Versuchsreihe dasselbe Resultat: Die radioaktiven Stoffe in der Erde liefern eine γ-Strahlung, die in den unteren Schichten der Atmosphäre 9 bis 10 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde zu erzeugen vermag, die also gleich ist der in denselben Luftschichten tatsächlich beobachteten Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit.

III. Diskussion der gefundenen Resultate.

Es könnte hiernach scheinen, als wenn bei der durchdringenden Strahlung in den unteren Schichten der Atmosphäre lediglich die radioaktiven Substanzen im Erdboden eine Rolle spielten, und als wenn die Wirkung der in der Atmosphäre bereits verteilten radioaktiven Zerfallsprodukte demgegenüber vollständig zu vernachlässigen wäre. Dem ist aber nicht so. Die Stoffe im Erdboden liefern vielmehr eine im wesentlichen konstante Wirkung, die Stoffe in der Atmosphäre hingegen bewirken höchstwahrscheinlich die Schwankungen, die bei dem Gesamteffekt beobachtbar sind. Denn der oben berechnete Anteil dieser Stoffe in der Atmosphäre an der durchdringenden Strahlung mit 0,09 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde gilt nur für den Fall einer normalen gleichmäßigen, also ungestörten Verteilung der Stoffe in der Luft. Durchaus anders werden die Verhältnisse, wenn durch irgendwelche Störungen lokale Anreicherungen dieser Substanzen stattfinden. Ein Beispiel wird das erläutern.

Man hat beobachtet [1]), daß während eines Regens die durchdringende Strahlung wächst, daß dies Anwachsen mit dem Aufhören des Regens zu Ende ist, und daß die Erhöhung gemäß der

[1]) A. Gockel, Phys. ZS. 8, 701, 1907; Mache u. Schweidler, Atmosphärische Elektrizität, S. 170.



Abklingung der festen Radiumzerfallsprodukte wieder verschwindet. Kann der Regen solche Mengen radioaktiver Substanz aus der Atmosphäre am Erdboden ansammeln, daß diese Schwankung damit erklärt würde? Bei einem dreiviertelstündigen Regen war der Effekt beispielsweise bis zum Schlusse von 69,2 (in willkürlichem Maß) auf 153 gestiegen, also über den doppelten Anfangsbetrag hinaus.

Wir rechnen mit einer durchschnittlichen Wirkung der radioaktiven Stoffe der Atmosphäre von rund 0,09 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde. Nehmen wir an, die Regentropfen haben, bis sie zur Erde gelangen, einen Weg von 2000 m Höhe zurückgelegt. Das wird den tatsächlichen Verhältnissen etwa entsprechen bei den durchschnittlichen Höhen und Dicken der regnenden Wolken. Die niederfallenden Tropfen sollen während der ganzen Regendauer aus der von ihnen durchfallenen Luftschicht nur ein Tausendstel der in dieser Schicht vorhandenen festen Zerfallsprodukte mit herunterbringen an die Erdoberfläche. Die übrigen $^{999}/_{1000}$ mögen in der Luft verbleiben. Das sind Verhältnisse, die in der Wirklichkeit wohl noch bei weitem überschritten werden. Der Regen bringt dann eine Menge radioaktiver Substanz an den Erdboden, die eine durchdringende Strahlung auszusenden vermag mit einer Wirkung gleich

$$\frac{200\,000 \,.\, 0{,}09}{1000} = 18 \text{ Ionen}$$

pro Cubikcentimeter und Sekunde. Da die Substanzen nun auf der Erde aufliegen, werden nur 50 Proz. dieser Strahlen wirksam für die Atmosphäre, erzeugen also 9 Ionen pro Cubikcentimeter und Sekunde. Das ist aber der gleiche Betrag, wie ihn die Substanzen im Erdboden zu liefern vermögen, d. h. selbst bei diesen immerhin ungünstig angenommenen Verhältnissen könnte durch einen Regenfall die durchdringende Strahlung schon verdoppelt werden. Es überlagert sich der konstanten Wirkung der im Erdboden verteilten radioaktiven Stoffe die Wirkung der lokal angereicherten Stoffe aus der Atmosphäre. Die Erhöhung verschwindet vom Aufhören des Regens an nach den für die Abklingung der festen radioaktiven Zerfallsprodukte gültigen Gesetzen; sie ist also nach etwa vier Stunden praktisch gleich Null geworden.

Daß in gleicher Weise die bei Wind beobachteten Schwankungen erklärbar sind, ist ohne weiteres klar.

Von Bedeutung ist die von verschiedenen Seiten gezeigte tägliche Periode in dem Verlauf der durchdringenden Strahlung, die Ähnlichkeit mit dem täglichen Gang des Potentialgefälles aufweist. Hier können wir uns der von MACHE und RIMMER[1]) gegebenen Erklärung unmittelbar anschließen, „daß zur Zeit der Maxima des Potentialgefälles (morgens und abends) auch die Strömung der radioaktiven Induktionen gegen die Erde ihren Höchstwert erreicht“[2]). Denn betrachtet man die von WULF[3]) gegebenen Stundenwerte für Ganztagsbeobachtungen, so sieht man, daß der Maximalwert im Laufe des Tages um 9,3 Proz., der Minimalwert um 7,95 Proz., die Extremwerte im Mittel also um 8,6 Proz. vom Tagesmittel abweichen. Das sind Schwankungen von einer Größenordnung, wie sie sehr wohl aus einer Einwanderung radioaktiver Substanz nach der Oberfläche der negativ geladenen Erde erklärt werden können.

Die Beobachtung von GOCKEL und WULF[4]), daß im Hochgebirge keine Änderung der durchdringenden Strahlung mit der Höhe nachweisbar ist, bestätigt gerade die Ansicht, daß im allgemeinen lediglich die Nähe des Erdbodens maßgebend ist für die Höhe der durchdringenden Strahlung. Eine weitere Bestätigung liefert die Beobachtung derselben Forscher, daß im Simplontunnel die durchdringende Strahlung doppelt so groß ist als außerhalb. Es kommen im Tunnel eben nicht nur 50 Proz. der Strahlung zur Wirkung wie an der Erdoberfläche, sondern die Gesamtstrahlung von oben und unten.

Wenn STRONG[5]) schließt, daß keine Schwankungen der Erscheinung der durchdringenden Strahlung vorhanden sein könnten, wenn man die radioaktiven Stoffe im Erdboden als Strahlungsquelle annimmt, so sehen wir nun andererseits, daß die Gesamterscheinung sich ohne Zwang erklärt aus einer Beteiligung sowohl der radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre als auch derjenigen

---

[1]) H. MACHE u. T. RIMMER, Phys. ZS. 7, 619, 1906.
[2]) A. GOCKEL, Luftelektrizität, S. 195.
[3]) TH. WULF, Phys. ZS. 10, 152, 1909.
[4]) A. GOCKEL u. TH. WULF, l. c.
[5]) W. W. STRONG, l. c.

im Erdboden. Es überlagert sich dann eben einer konstanten Wirkung eine variable mit täglicher Periode.

Es sei noch kurz auf einige Fragen aufmerksam gemacht, die sich aus den hier gewonnenen Erkenntnissen ohne weiteres ergeben. Wir haben in der durchdringenden Strahlung, die bis jetzt nur in den untersten Schichten der Atmosphäre beobachtet ist, einen wichtigen Faktor für die Ionisierung dieser Luftschichten kennen gelernt. Da wir seine konstante Quelle im wesentlichen in den radioaktiven Stoffen der Erdrinde erkannt haben, so kann dieser Faktor wegen der Absorbierbarkeit der Strahlung in der Luft in größeren Höhen nicht mehr ein wirksamer Ionisator sein; bei etwa 100 m Höhe ist er nach Tabelle 3 bereits auf die Hälfte geschwächt, bei etwa 800 m auf 1 Proz. und bei etwa 1800 m wird er nicht mehr nachweisbar sein. Die Ionisierung der Luft ist jedoch in größeren Höhen von derselben Größenordnung wie in der Nähe der Erdoberfläche. Durch welchen Ionisator wird die hier fehlende, von unten kommende durchdringende Strahlung kompensiert? Kommt etwa doch eine ionisierende Strahlung von außen in die Atmosphäre? Sie könnte von solcher Stärke und Absorbierbarkeit sein, daß sie in den unteren Luftschichten wirkungslos wäre. — Vorbereitungen zu Versuchen, welche diese Verhältnisse klären sollen, sind zurzeit an der Luftelektrischen Station zu München im Gange. Ballonaufstiege, bei welchen durch ein geeignetes Instrumentarium das Verhalten der durchdringenden Strahlung mit zunehmender Höhe über dem Erdboden geklärt werden soll unter Berücksichtung anderer für die Ionisierung der Atmosphäre wichtiger Faktoren, sind schon für die nächste Zeit vorgesehen.

IV. Zusammenfassung.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung können wir in folgender Weise zusammenfassen:

1. Die Annahme einer außerterrestrischen Strahlungsquelle für die in den untersten Schichten der Atmosphäre beobachtete Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit ist unmöglich, denn sie widerspricht in ihren Konsequenzen vollständig den tatsächlich in der Atmosphäre beobachteten Verhältnissen.

2. Die radioaktiven Stoffe in der Atmosphäre senden wohl eine Strahlung von hoher Durchdringungsfähigkeit aus, doch ist ihre Intensität nur etwa 1 Proz. der in den unteren Luftschichten beobachteten durchdringenden Strahlung.

3. Die radioaktiven Stoffe in den oberen Schichten der Erdrinde erweisen sich hingegen als notwendige und hinreichende Ursache jener Strahlung; sie senden eine γ-Strahlung aus, die quantitativ gleich der durchdringenden Strahlung in den unteren Luftschichten ist.

4. Die radioaktiven Stoffe der Erdrinde liefern für den Gesamteffekt eine im wesentlichen konstante Wirkung; die radioaktiven Stoffe der Atmosphäre verursachen die zeitlichen Schwankungen der Gesamtwirkung.

München, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, September 1909.

Strahlen und Zerfallsprodukte des Radiums;
von Lise Meitner.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

Ich möchte über die Resultate zweier Arbeiten berichten, die Herr Dr. Hahn und ich gemeinschaftlich ausgeführt haben und die, obwohl sie eigentlich ganz spezieller Natur sind, doch einige allgemeinere Folgerungen zulassen.

Den Ausgangspunkt bildete die Untersuchung der verschiedenen β-Strahlen des Radiums und ihrer Absorption in Aluminium.

Die Zerfallsreihe des Radiums ist bekanntlich: Ra — Em — RaA — RaB — RaC — RaD — RaE_1 — RaE_2 — RaF. Von diesen Produkten senden RaB, RaC und RaE_2 β-Strahlen aus.

Wir waren auf Grund unserer Untersuchungen über die Absorption der β-Strahlen des Thoriums und Aktiniums zu dem Schluß gelangt, daß die Absorption einheitlicher β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz erfolge und daß einheitliche Substanzen auch einheitliche β-Strahlen emittieren. Die Richtigkeit dieser Annahme sollte nun auch an den β-Strahlen des Radiums geprüft werden. Über das Gesetz der Absorption dieser Strahlen in Metallen liegt eine ganze Reihe von Arbeiten verschiedener Forscher vor. Eine besonders eingehende Untersuchung hatte H. W. Schmidt angestellt und war zu dem Resultat gekommen, daß RaB drei, RaC zwei Gruppen von β-Strahlen aussende. Wir konnten dieses Resultat insoweit bestätigen, daß auch wir beim RaC zwei Gruppen verschiedener β-Strahlen fanden. Die Untersuchung von RaB hingegen ergab nur eine einzige homogene β-Strahlung.

Ausgehend von unserer Annahme, daß komplexe β-Strahlen komplexen Substanzen entsprechen, mußten wir also aus den an-

geführten Versuchsergebnissen folgern, daß RaC keine einheitliche Substanz sei, sondern aus zwei Produkten RaC_1 und RaC_2 bestehe.

Zu demselben Schluß waren wir noch von einer ganz anderen Seite her gekommen. Wir haben vor einigen Monaten eine sehr einfache Methode zur Abtrennung kurzlebiger radioaktiver Zerfallsprodukte angegeben. Wenn man beispielsweise den aktiven Niederschlag von Radium, also RaA + B + C in der üblichen Weise auf einer Metallfolie sammelt, diese dann positiv lädt und ihr eine negativ geladene Folie gegenüber bringt, so erhält man, solange noch RaA vorhanden ist, an der negativen Folie wesentlich RaB. Wartet man, bis alles RaA zerfallen ist, was nach etwa 20 Minuten praktisch der Fall ist, so erhält man auf der negativen Folie RaC. Bei der Ausstoßung eines α- bzw. β-Teilchens erfährt nämlich das Restatom einen Rückstoß, der es befähigt, den Molekülverband zu verlassen und im elektrischen Feld an die negative Elektrode zu wandern.

Wir hatten nun gelegentlich dieser Untersuchungen darauf hingewiesen, daß die Abklingungskurven des nach dieser Methode gewonnenen RaC für die ersten Minuten einen etwas zu steilen Verlauf zeigten, und daß diese Tatsache dahin erklärt werden könnte, daß RaC außer dem längst bekannten Körper von 19 Minuten Zerfallsperiode noch ein äußerst rasch zerfallendes Produkt enthalte. Zu derselben Annahme waren schon früher andere Forscher aus ganz anderen Gründen gelangt. So hatte RUTHERFORD aus der großen Durchdringungsfähigkeit der α-Strahlen von RaC gefolgert, daß diese α-Strahlen einem Produkt von kürzerer Lebensdauer, als es RaC ist, angehören müßten. MEYER und v. SCHWEIDLER erklärten die Verschiedenheit der Zerfallskonstante, die sich für RaD ergab, je nachdem, ob man der Bestimmung Messungen der α- oder β-Strahlen zugrunde legte, aus dem Umstande, daß RaC keine einheitliche Substanz wäre, sondern aus zwei aufeinander folgenden β-Strahlensubstanzen bestehe.

Da unsere ersten Versuche mit zu geringen Radiummengen angestellt worden waren, um bindende Schlüsse zu gestatten, so wiederholten wir sie mit stärkeren Präparaten.

Die Jagorstiftung in Berlin stellte uns 10 mg Radiumbromid zur Verfügung und außerdem hatte Herr Professor RUTHERFORD



die Liebenswürdigkeit, uns die Emanation seiner großen Radiummenge zu senden, die, als wir sie erhielten, noch etwa 150 mg Radiumbromid entsprach.

Die Versuche, die wir mit diesen starken Präparaten anstellten, wurden teils bei gewöhnlichem Druck, teils im Vakuum ausgeführt. Als Ausgangsmaterial diente entweder RaB + C oder reines RaC, das nach der v. LERCHschen Methode auf Nickel hergestellt wurde.

Die Durchführung der Versuche war durch die Infektionsgefahr, die das Arbeiten mit so starken Präparaten mit sich bringt, ziemlich erschwert. Alle Versuche aber ergaben mit Sicherheit, daß RaC außer dem Körper mit der Periode von 19 Minuten noch ein kurzlebiges Produkt enthält, dessen Periode zwischen 1 bis $2^1/_2$ Minuten liegen dürfte. Die bei gewöhnlichem Luftdruck ausgeführten Versuche, bei welchen die zu untersuchende Substanz wenige Sekunden nach Unterbrechung der Exposition zur Messung gelangen konnte, ergaben eine Lebensdauer von etwa einer Minute, während die im Vakuum exponierten Folien, deren erste Messung erst etwa eine Minute nach Unterbrechung der Exposition vorgenommen werden konnte, einen etwas langsameren Abfall, etwa einer Periode von 2 bis $2^1/_2$ Minuten entsprechend, aufwiesen.

Diese Tatsache ließe sich vielleicht dahin erklären, daß in Wirklichkeit nicht eine, sondern noch zwei rasch zerfallende Substanzen vorhanden sind, von denen die eine mit einer Periode von etwa zwei Minuten, die andere mit einer Periode von wenigen Sekunden abklingt. Eine gewisse Stütze erhält diese Hypothese, wenn man die Verhältnisse beim aktiven Niederschlag des Thoriums und Aktiniums zum Vergleich heranzieht.

Sowohl beim aktiven Niederschlag des Thoriums (ThA — ThB — ThC — ThD) als auch bei dem des Aktiniums (AcA — AcB — AcC) sendet jedes Zerfallsprodukt nur eine einheitliche Strahlung, entweder α- oder β-Strahlen aus. Radium C hingegen besitzt eine α- und zwei β-Strahlengruppen. Es ist daher auch aus diesem Grunde wahrscheinlich, daß Radium C aus drei Substanzen besteht, auf welche sich die drei Strahlenarten in der Weise verteilen, daß der Körper mit der Periode von 19 Minuten

Lebensdauer die langsameren β-Strahlen aussendet, während die rascheren β-Strahlen und die α-Strahlen je einem der kurzlebigen Produkte angehören.

Für die Berechtigung der Annahme, daß einheitliche Substanzen nur eine Art homogener Strahlen, α- oder β-Strahlen, aussenden, spricht aber noch eine weitere Beobachtung, die wir an Radiumpräparaten gemacht haben.

Wie schon eingangs erwähnt wurde, verteilen sich die bekannten β-Strahlen des Radiums auf Radium B, Radium C und Radium E_2. Wenn man daher ein Radiumpräparat von der Emanation befreit und so lange wartet, bis der rasch zerfallende Niederschlag verschwunden ist, so muß man die β-Strahlen von Radium E_2 erhalten. Bei genauerer Untersuchung derartig behandelter Radiumpräparate fanden wir aber, daß die übrigbleibende Strahlung viel weicher war als die β-Strahlen von Radium E_2. Sie wurde von 0,0022 cm zur Hälfte absorbiert, was für λ den Wert 312 cm^{-1} ergibt.

Wir stellten nun eine ganz systematische Untersuchung an, um zu entscheiden, welchem der verschiedenen radioaktiven Produkte diese Strahlung angehöre.

Nachdem wir festgestellt hatten, daß diese Strahlen jedenfalls von einem Produkt der Radiumreihe und nicht etwa von einer Verunreinigung durch andere radioaktive Elemente herrühren, untersuchten wir die einzelnen Bestandteile des langsam zerfallenden Niederschlags, also Radium D, Radium E und Radium F.

Meyer und v. Schweidler haben beim Radium E_2 außer der bekannten β-Strahlung noch eine sehr weiche Strahlung beobachtet, die durch $1{,}5 \,.\, 10^{-4}$ mm Aluminium zur Hälfte absorbiert wird. Abgesehen davon, daß die von uns gefundene Strahlung etwa 15 mal so durchdringend ist, hätte auch eine so leicht absorbierbare Strahlung bei unserer Versuchsanordnung ebensowenig zur Wirkung und damit zur Beobachtung kommen können wie irgendwelche α-Strahlen. Tatsächlich ergaben auch unsere Versuche in bezug auf den langsam zerfallenden Niederschlag ein negatives Resultat, und wir wurden so zu dem Schluß gedrängt, daß diese weichen β-Strahlen dem Radium selbst angehören.

Um noch einen direkten Beweis für die Richtigkeit dieses Schlusses zu erhalten, bestimmten wir für Radiumpräparate ver-



schiedenen Alters das Verhältnis der weichen β-Strahlung zur gesamten β-Strahlung des Radiums. Das betreffende Präparat wurde so lange geglüht, bis bei weiterem Glühen keine Aktivitätsabnahme mehr eintrat; diese übrigbleibende konstante β-Aktivität rührte dann nur von den weichen β-Strahlen des Radiums her.

Obwohl nun die untersuchten Präparate je nach ihrem Alter ganz verschiedene Mengen von Radium D und damit natürlich auch von Radium E und Radium F enthalten, ergab sich doch für das oben genannte Verhältnis ein konstanter Wert. Dies beweist deutlich, daß die weichen β-Strahlen dem Radium selbst angehören.

Da nun Radium außerdem die seit langem bekannten α-Strahlen emittiert, mußten wir, ausgehend von unserer Hypothese, daß ein einheitliches Produkt entweder nur α- oder nur β-Strahlen aussende, zu der Annahme gelangen, daß Radium komplex sei und aus einem α-strahlenden und einem β-strahlenden Körper bestehe. In der Tat scheinen nun auch einige diesbezüglich angestellte Versuche diese Annahme zu rechtfertigen.

Wir haben aus starken reinen Radiumpräparaten Adsorptionsfällungen erhalten, die ein in mancher Hinsicht auffallendes Verhalten zeigen. Erstens erfolgt die Nachbildung der Emanation langsamer, als es der theoretischen Anstiegskurve entspricht. Außerdem sind die β-Strahlen dieser Präparate, obwohl seit ihrer Herstellung mehr als acht Wochen vergangen sind, und sie daher unter normalen Verhältnissen praktisch schon im Gleichgewicht mit den schnellen Zerfallsprodukten sein müßten, noch erheblich weicher als die β-Strahlen gewöhnlicher Radiumpräparate. Es hat danach den Anschein, als ob zwischen Radium und der Emanation noch ein Zwischenprodukt existiere; der zu langsame Anstieg der Radiumemanation würde sich dann aus einer teilweisen Abtrennung dieses hypothetischen Produktes erklären. Ferner würde der Umstand, daß die β-Strahlen weicher sind als gewöhnlich, dahin zu deuten sein, daß die weichen β-Strahlen dem Radium selbst angehören, während das Zwischenprodukt, das seiner Stellung nach als Radium X zu bezeichnen wäre, die α-Strahlen emittiert.

Unsere Versuche erstrecken sich noch nicht über genügend lange Zeit, um definitive Schlüsse zu gestatten. Wenn sich aber unsere Vermutung von der Existenz des Radiums X bestätigen

sollte, so ist damit zugleich eine sichere Stütze für die von uns aufgestellte Hypothese gewonnen, daß einheitliche Substanzen nur eine Art einheitlicher Strahlen emittieren. Der Strahlungsvorgang würde sich dadurch auch als ein wesentlich einfacherer darstellen, und die Versuche, den Zusammenhang aufzufinden zwischen der Lebensdauer eines Produktes, als seiner charakteristischen Naturkonstante, und den von ihm ausgesendeten Strahlen, würden mehr Aussicht auf Erfolg haben.

Bemerkungen über photochemische Wirkung II;
von E. Warburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 5. November 1909.)

Das Folgende bildet die Fortsetzung einer früheren gleichbetitelten Mitteilung[1]). Der dort im § 2 ausgesprochene Satz, daß die Strahlung in bezug auf ihre Verwandelbarkeit in mechanische Arbeit denselben Gesetzen wie die Wärme unterliegt, ist, wie ich nachträglich bemerkte, bereits von Herrn W. Wien[2]) ausgesprochen worden.

Hier soll das in § 5 Gesagte näher begründet und weiter ausgeführt werden.

§ 6. Wir betrachten ein Gas, welches durch Bestrahlung eine mit Zunahme der freien Energie verbundene photochemische Veränderung erfährt, und zwar soll die durch Bestrahlung hervorgebrachte chemische Veränderung auch durch Temperaturveränderung hervorgebracht werden können. Beispiele sind die Zersetzung des Ammoniaks in Stickstoff und Wasserstoff und die Ozonisierung des Sauerstoffs; in beiden Fällen kann die chemische Veränderung sowohl durch Temperaturerhöhung wie durch Bestrahlung[3]) herbeigeführt werden. Wir wollen im folgenden speziell Ammoniak betrachten.

Das Gas sei teilweise zersetzt, die molekularen Konzentrationen des NH_3, N_2, H_2 mögen bzw. durch C, C', C'' bezeichnet werden, die Komponenten seien in so großer Menge vorhanden, daß ihre Konzentrationen bei der photochemischen Wirkung sich nicht merklich ändern. Die Bestrahlung werde bei konstanter Temperatur (T_1 abs.) und konstantem Volumen vorgenommen und so lange fortgesetzt, bis aus 2 Mol NH_3 1 Mol N_2 und 3 Mol H_2 gebildet sind. Die Temperatur der auffallenden Strahlung sei T_2,

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 753, 1907.

[2]) W. Wien, Wied. Ann. 52, 132, 1894.

[3]) Für NH_3 nach E. Regener, Ann. d. Phys. (4) 20, 1033, 190 , für O_2 nach Ph. Lenard, Ann. d. Phys. (4) 1, 486, 1900; s. auch E. Regener, l. c.

die Menge Q_2 werde absorbiert, $\mathfrak{F}$ sei die durch photochemische Wirkung erzeugte freie Energie. Dann muß sein

$$Q_2 \cdot \frac{T_2 - T_1}{T_2} \geqq \mathfrak{F}. \qquad 1)$$

Die freie Energie $\mathfrak{F}$, d. h. die mechanische Arbeit, welche durch umkehrbare Rückbildung der 2 Mol NH_3 bei T_1 gewonnen wird, ist um so größer, je mehr die Konzentrationen der Zersetzungsprodukte sich von den thermischen Gleichgewichtskonzentrationen entfernen, und zwar ist

$$\mathfrak{F} = R T_1 \cdot \left\{ \log_e \frac{C' C''^3}{C^2} - \log_e K_1 \right\}, \qquad 2)$$

wo R die Gaskonstante und K_1 den Wert $C' C''^3/C^2$ für das thermische Gleichgewicht bei T_1 bedeutet.

Es werde nun angenommen, daß C', C'', C zusammengehörige Werte der Gleichgewichtskonzentrationen für die Temperatur T_3 sind, so daß

$$\frac{C' C''^3}{C^2} = K_3 \qquad 3)$$

und

$$\mathfrak{F} = R T_1 . \log_e \frac{K_3}{K_1}. \qquad 4)$$

Es ist

$$R T^2 \cdot d \cdot \frac{\log_e K}{d T} = q, \qquad 5)$$

wo q die Bildungswärme von 2 Mol NH_3. Wird zunächst q als konstant betrachtet, so folgt

$$\log_e \frac{K_3}{K_1} = \frac{q}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_3} \right) \qquad 6)$$

$$\mathfrak{F} = q \left(1 - \frac{T_1}{T_3} \right) \qquad 7)$$

$$Q_2 \left(1 - \frac{T_1}{T_2} \right) \geqq q \left(1 - \frac{T_1}{T_3} \right). \qquad 8)$$

Man gelangt zu diesem Ergebnis auch auf folgendem Wege. Das Gasgemisch habe bei T_1 die den Gleichgewichtskonzentrationen bei T_3 entsprechende Zusammensetzung und werde folgendem Kreisprozeß unterworfen: 1. umkehrbar auf T_3 erwärmt, wodurch ein Gleichgewichtszustand erreicht wird, in welchem man 2. unter

Wärmeentziehung q 2 Mol NH_3 bei T_3 sich bilden läßt; 3. werde die Temperatur wieder umkehrbar auf T_1 erniedrigt und 4. werde das Gasgemisch bei T_1 bestrahlt, bis die bei T_3 gebildeten 2 Mol NH_3 wieder zerfallen sind. Die Temperatur der auffallenden Strahlung sei T_2, die Menge Q_2 werde absorbiert.

Nach dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie kann bei diesem Kreisprozeß, von welchem der Teil 4 nicht umkehrbar ist, die Entropie nur gewachsen sein. Die Annahme, daß q konstant ist, bringt mit sich, daß die Wärmekapazität des Gases durch die chemische Reaktion nicht verändert wird; daher heben die Wärmeübergänge bei 1 und 3 einander auf. Der Zustand des Gases ist unverändert, es handelt sich also nur um die Entropieänderung der benutzten Wärmereservoire von den Temperaturen T_1, T_2, T_3, und man erhält 8)

$$\frac{q}{T_3} - \frac{Q_2}{T_2} + \frac{Q_2 - q}{T_1} \geqq 0,$$

d. h. die Ungleichung 8).

§ 7. Wenn die ganze absorbierte Strahlung zu chemischer Veränderung verwandt wird, d. h. als chemische Umwandlungswärme erscheint, so ist $Q = q$ und daher nach 8)

$$T_3 \leqq T_2. \tag{9}$$

Wird aber ein Teil der absorbierten Strahlung in Wärme verwandelt, so ist $Q_2 > q$, und es kann alsdann der Schluß 9) aus 8) nicht gezogen werden, vielmehr kann alsdann nach 8) T_3 Werte annehmen, die T_2 um beliebiges übertreffen. Die reine Thermodynamik führt also hier nicht weiter.

Betrachten wir aber den Fall $Q_2 > q$ etwas genauer. Es wird dabei q als chemische Umwandlungswärme latent, während $Q_2 - q$ als thermometrische Wärme zum Vorschein kommt und an ein Wärmereservoir von der Temperatur T_1 abgegeben wird. Ein Teil von $Q_2 - q$ wird in solchen Molekeln entstehen, welche absorbieren, ohne chemisch zersetzt zu werden, ein Teil vielleicht in solchen Molekeln, welche der chemischen Zersetzung unterliegen, und es fragt sich, ob diese irreversiblen Wärmeeffekte als eine neben der chemischen Wirkung einhergehende Begleiterscheinung angesehen und in der Ungleichung 8) außer acht gelassen werden dürfen. Ich will die Annahme machen, daß dies der Fall

ist, eine Annahme, die nicht ohne weiteres evident ist, da man nicht durch Grenzannahmen jene Wärmeeffekte zum Verschwinden bringen kann. Nicht anders liegt indessen die Sache bei der Anwendung des zweiten Hauptsatzes auf die Thermoelektrizität, sofern man mit THOMSON, CLAUSIUS und BUDDE den Leitungswärmeübergang von der wärmeren zur kälteren Lötstelle vernachlässigt. Man kann auch hier nicht, etwa durch Annahme langer dünner Drähte, die durch Leitung übergeführte Wärme gegenüber dem PELTIERschen Effekte und anderen reversiblen Wärmeeffekten zum Verschwinden bringen. Dies ist, worauf mich Herr NERNST freundlichst aufmerksam machte, von BOLTZMANN [1]) gezeigt worden.

Unter der gemachten Annahme darf allgemein in 8) $Q_2 = q$ gesetzt werden, und damit erhält die Ungleichung 9) allgemeine Gültigkeit.

§ 8. Die Ungleichung 9) besagt nun offenbar, daß die chemische Zersetzung eines Gases aufhören muß, wenn die Konzentrationen der Zersetzungsprodukte bis zu den thermischen Gleichgewichtskonzentrationen für die Temperatur der angewandten Strahlung fortgeschritten sind.

Bei der Ableitung dieses Satzes wurde die Umwandlungswärme q als von der Temperatur unabhängig angesehen, was nicht genau zutrifft. Es fragt sich also, in welcher Annäherung 7) und 8) erfüllt sind, wenn unter q der auf T_1 bezügliche Wert q_1 verstanden wird.

Aus 4) und 5) folgt allgemein

$$\mathfrak{F} = T_1 \cdot \int_{T_1}^{T_3} \frac{q}{T^2}\, d\, T, \tag{10}$$

wo q als Funktion von T aus den Wärmekapazitäten der chemischen Verbindung (z. B. NH_3) und der Zersetzungsprodukte zu bestimmen ist. Es sind zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem sich aus 10) $\mathfrak{F}$ kleiner oder größer ergibt als aus 7), wenn in 7) unter q q_1 verstanden wird. Im ersten Falle bleibt die Ungleichung 8) mit $q = q_1$ offenbar bestehen, ebenso 9); im zweiten

[1]) L. BOLTZMANN, Wiener Akad. Ber. 96 [2], Dez. 1887.

Falle ist eine Korrektion anzubringen. Die rechnerische Behandlung ist zurzeit kaum möglich, da die Wärmekapazitäten für die hohen Temperaturen, die hier in Frage kommen, nur durch Extrapolation gefunden werden können. Dieses sehr unsichere Verfahren anwendend finde ich die Korrektion für Kohlendioxyd bis 2500° sehr unbedeutend.

§ 9. Die Anwendung des ausgesprochenen Satzes auf photochemische Prozesse möge an einigen Beispielen erläutert werden.

Kohlendioxyd ist bei 1500° abs. nach den Versuchen der Herren Nernst und v. Wartenberg[1]) nicht merklich thermisch dissoziiert. Folglich kann Strahlung von 1500° keine merkliche Konzentration der Zersetzungsprodukte hervorbringen, d. h. Kohlendioxyd nicht merklich dissoziieren[2]). Strahlung von 1500° enthält die Wellenlänge 4,2 μ, welche von Kohlendioxyd stark absorbiert wird, in einer Intensität gleich 40 Proz. der maximalen, welche der Wellenlänge 1,9 μ entspricht. Strahlung von der Wellenlänge 4,2 μ und der 1500° entsprechenden spezifischen Strahlungsintensität wird also bei der Absorption ganz in Wärme verwandelt. Es ist damit nicht gesagt, daß Strahlung dieser Wellenlänge auf Kohlendioxyd nicht chemisch einwirken könne. Bei 2500° beträgt der Dissoziationsgrad des Kohlendioxyds unter dem Druck von einer Atmosphäre nach den genannten Herren 16 Proz. Strahlung von der Wellenlänge 4,2 μ und der 2500° entsprechenden spezifischen Strahlungsintensität könnte also möglicherweise Zersetzung des Kohlendioxyds, im Grenzfalle bis zu 16 Proz. hervorbringen, müßte aber, wenn ihre Temperatur bei der Absorption auf 1500° gesunken ist, aufhören, chemisch einzuwirken; das ist der Fall, wenn die Intensität auf 0,27 des Anfangswertes geschwächt ist. Ob aber Strahlung von der Wellenlänge 4,2 μ bei hinreichend großer spezifischer Strahlungsintensität Kohlendioxyd zersetzt, ist eine Frage, welche nur durch das Experiment beantwortet werden kann.

Regener hat durch Bestrahlung Sauerstoff bis zu 2,2 Volumprozent ozonisiert. Wäre die Temperatur der bei diesem Versuch angewandten Strahlung bekannt, z. B. als 4000°, so wäre zu

[1]) W. Nernst u. H. v. Wartenberg, ZS. f. phys. Chem. 56, 548, 1906.

[2]) Davon, daß ein Teil des bei der photochemischen Zersetzung von CO_2 frei werdenden Sauerstoffs ozonisiert wird, kann hier abgesehen werden.

schließen, daß Sauerstoff im thermischen Gleichgewicht bei 4000° mindestens 2,2 Volumproz. Ozon enthält.

Bei der experimentellen Verfolgung dieser Gesichtspunkte handelt es sich also darum, photochemische Versuche mit Strahlung von bekannter Temperatur anzustellen, Versuche, an denen es bis jetzt fehlt.

§ 10. Der durch die Ungleichung 9) ausgesprochene Satz wurde unter einer nicht bewiesenen Annahme abgeleitet. Es scheint daher nicht überflüssig, ihn noch auf eine andere Weise zu begründen. Dies kann geschehen im Anschluß an die BOLTZMANNsche Dissoziationstheorie[1]), und zwar möge der von BOLTZMANN besonders behandelte Fall der Dissoziation des Joddampfes betrachtet werden. Sei n' die Zahl der unverbundenen, $2n''$ die Zahl der verbundenen Jodatome im Volumen V, dann ist nach BOLTZMANN

$$\frac{n'^2}{n''} = \frac{2V}{k}$$

$$k = k_0 . e^{\frac{\mu}{2L} \cdot \chi} .$$

χ ist proportional mit der Umwandlungswärme q, welche wieder als von der Temperatur unabhängig angesehen werde. L ist die ganze kinetische Energie eines Atoms $= \sum_1^\mu L_i$, wo μ die Anzahl der Freiheitsgrade, L_i die kinetische Energie für den $i$ten Freiheitsgrad bedeutet. Für den von der Theorie angenommenen Fall des thermischen Gleichgewichtes sind alle L_i einander gleich, etwa gleich l, so daß $L = \mu . l$. k_0 ist von L und χ unabhängig.

Obgleich nun die BOLTZMANNsche Theorie sich nur auf den Fall des thermischen Gleichgewichtes bezieht, so scheint doch der Schluß erlaubt, daß, wenn alle L_i kleiner sind, als der Temperatur T_2 entspricht, dann, indem k größer ist als der auf T_2 bezügliche Wert k_2, n' kleiner ist als der auf T_2 bezügliche Wert n'_2.

Fällt nun auf das Gas von der Temperatur T_1 Strahlung von der höheren Temperatur T_2 und einer Wellenlänge, für welche der Joddampf photochemisch empfindlich ist, so wird die kinetische Energie des zu dieser Wellenlänge gehörigen Freiheitsgrades über den T_1 entsprechenden Wert hinaus gesteigert, bleibt

[1]) L. BOLTZMANN, Vorlesungen über Gastheorie, II, 177, 1896.

aber kleiner als der T_2' entsprechende Wert, da sonst keine Energie übergehen könnte. Da Gleichgewicht nur besteht, wenn alle L_i einander gleich sind, so wird dadurch auch die kinetische Energie der übrigen Freiheitsgrade gesteigert, aber wieder nicht über den T_2 entsprechenden Wert hinaus. Es ist also nach dem Obigen zu schließen, daß $n' < n_2'$, d. h. die durch Strahlung von der Temperatur T_2 bewirkte Dissoziation ist kleiner als die des thermischen Gleichgewichtes für die Temperatur T_2'.

Charlottenburg, den 2. November 1909.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **30. November 1909.** **Nr. 22.**

Sitzung vom 5. November 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **E. Warburg** macht
Bemerkungen über photochemische Wirkung. II.
(Schon abgedruckt in diesen Verh. S. 654—660.)

Ferner spricht Hr. **F. Dolezalek**
Zur Theorie der Lösungen beliebigen Gehaltes.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft ist die folgende Mitteilung eingegangen:

E. Gehrcke und **M. v. Wogau:** Magnetische Messungen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Prof. Dr. HANS BENNDORF, Graz, Maria Trost.
Hr. Prof. Dr. STEFAN MEYER, Wien IX, Türkenstr. 3.
Hr. Prof. Dr. ANTON LAMPA, Prag, Deutsche Universität.
(Vorgeschlagen durch Hrn. V. v. LANG.)

Hr. Prof. Dr. F. GÖPEL, Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Charlottenburg 2, Guerickestr. 26.

Hr. Ing. Dr. phil. MAX EDELMANN jr., München, Nymphenburgerstraße 82.

(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Dr. phil. R. SEELIGER jr., München, Kgl. Sternwarte.

(Vorgeschlagen durch Hrn. MAX IKLÉ.)

Hr. Oberlehrer WILHELM SCHULZE, Berlin O. 17, Warschauerstr. 48.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. BOLLÉ.)

Hr. Dr. P. P. KOCH, Assistent am physikalischen Institut der Universität, München.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. LAUE.)

Hr. Dr. W. v. IGNATOWSKY, Berlin NW. 6, Luisenstr. 45.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. JAHNKE.)

Hr. W. ZORN, Berlin SO. 16, Köpenickerstr. 136.

(Vorgeschlagen durch Hrn. O. v. BAEYER.)

Sitzung vom 19. November 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. **H. du Bois** demonstriert mehrere neue Apparate:

1. Spektralapparat und Monochromator von großer Dispersion und Lichtstärke (gemeinsam mit G. J. Elias und F. Löwe).
2. Geradsichtiger lichtstarker Monochromator.
3. Verbesserte Halbring-Elektromagnete.
4. Magnetooptisch inaktive und negativ drehende Gläser (gemeinsam mit G. J. Elias).

Ferner spricht Hr. **H. Barkhausen** über

Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom.

Endlich berichtet Hr. **M. v. Wogau** über

Magnetische Messungen

nach gemeinsam mit Hrn. **E. Gehrcke** angestellten Versuchen.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft ist eine Arbeit eingegangen von

Hrn. **R. Lindemann:** Über die Widerstandszunahme unterteilter Leiter bei schnellen Schwingungen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. JOSEPH WÜRSCHMIDT, Assistent am physikalischen Institut der Universität Erlangen.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. WIEDEMANN.)

Hr. A. J. M. MULDER, Lehrer der Physik, Oudenbosch (Holland), Kerkstr. 18.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Dr. F. RITTER, Assistent am Kgl. Militärversuchsamt, Charlottenburg 2, Cauerstr. 35.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. BOLLÉ.)

Magnetische Messungen;
von E. Gehrcke und M. v. Wogau.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. November 1909.)
(Vgl. oben S. 661.)

---

§ 1. Bei der Bestimmung gewisser physikalischer Konstanten, z. B. der spezifischen Ladung ε/μ der Elektronen, erscheint als Nebenaufgabe die Ausmessung eines magnetischen Feldes. Wir haben uns bemüht, die Genauigkeit der magnetischen Feldbestimmung zu vergrößern, in der Absicht, damit auch die Grundlagen für eine genauere Messung von ε/μ zu gewinnen, und zwar beschränken wir uns in vorliegender Mitteilung auf relative magnetische Messungen.

Die Vorteile der von uns angewandten Methode, mit der wir relative magnetische Messungen bis zu einer Genauigkeit von 0,1 Promille anstellen konnten, wollen wir nicht mit denen der bisherigen Methoden vergleichen. Unsere Methode scheint uns allerdings den Vorzug der Einfachheit gegenüber den letzteren zu besitzen, doch möchten wir ausdrücklich bemerken, daß ein von Paschen [1]) angegebenes Verfahren, das durch Prümm [2]) experimentell näher erprobt wurde, bei weiterer Vervollkommnung wohl ebenfalls großer Genauigkeit fähig sein dürfte.

Das benutzte Meßverfahren beruht auf einer Induktionsmethode und ist dadurch charakterisiert, daß mit Hilfe der beiden miteinander zu vergleichenden Magnetfelder zwei gleich große Induktionsstöße von entgegengesetzter Richtung gleichzeitig durch ein Galvanometer gesandt werden. Das Galvanometer dient mithin als Nullinstrument, und man hat den Vorteil, Galvanometerausschläge miteinander vergleichen zu können, die viel zu groß wären, um einzeln mit dem Instrument gemessen zu werden. Ferner hat man den Vorteil aller Nullmethoden: die zu messenden

---

[1]) F. Paschen, Phys. ZS. 6, 371, 1905.
[2]) E. Prümm, Eine Differenzialmethode zur Messung magnetischer Felder. Inaug.-Diss., Tübingen 1907.

Größen werden unabhängig von den speziellen Konstanten des Nullinstruments, der Proportionalität der Skala usw.

Die Methode ist für relative Messungen zu verschiedenen Zwecken zu benutzen; sie erscheint überall da anwendbar, wo magnetische Felder durch elektrische Ströme erzeugt werden. Wir beschränken uns in vorliegender Mitteilung auf die Magnetfelder in eisenfreien Spulen. Diese sind ja insofern vorteilhaft, als in ihnen die Größe der Felder durch die Intensität der die Spulen durchfließenden Ströme eindeutig bestimmt ist.

Da es uns auf die genaue Messung auch schwacher Magnetfelder ankam, so waren wir auf ein möglichst empfindliches Galvanometer angewiesen, und wir wählten deshalb das Kugelpanzergalvanometer von Du Bois und Rubens. Bevor wir nun auf die Nullmethode näher eingehen, möge zunächst einiges über die Verwendung des benutzten Panzergalvanometers zu ballistischen Zwecken angegeben werden.

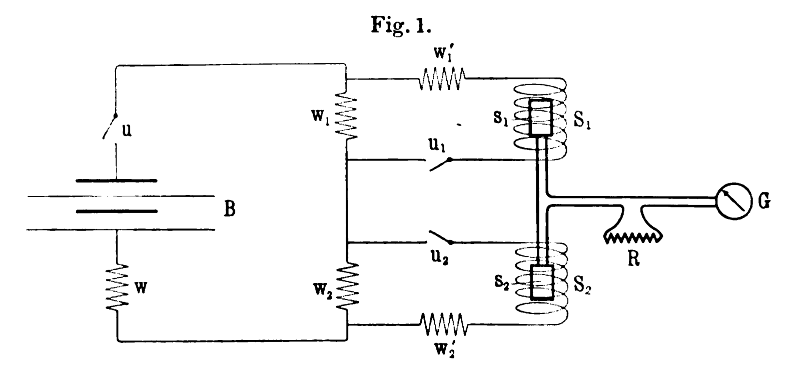
§ 2. Die notwendige Bedingung für die Ausführbarkeit ballistischer Messungen mit einem von eisernen Hüllen umgebenen Galvanometer besteht darin, daß die durch das Instrument fließenden Stromimpulse keine zu großen Momentanwerte haben dürfen. Wenn man den für einen endlichen ballistischen Ausschlag maßgebenden Gesamtimpuls in eine sehr kleine Zeit zusammendrängt, so fließt ein sehr großer Momentanstrom durch die Spulen des Galvanometers; ein solcher aber hat eine Änderung der Magnetisierung des Panzers und damit eine von Ausschlag zu Ausschlag sich ändernde Astasierung des Galvanometers zur Folge, so daß einigermaßen genaue Messungen wegen des beständigen Rückens der Nullage völlig unmöglich sind.

Es bedeuten in Fig. 1 S_1 und S_2 zwei (eisenlose) Magnetisierungsspulen, von denen jede im Nebenschluß zu den Widerständen w_1 und w_2 liegt. w_1' und w_2' sind Regulierwiderstände in den beiden Nebenstromkreisen. Durch die Batterie B sind die Spulen über einen Vorschaltwiderstand w zu einem Stromkreise verbunden; u_1 und u_2 sind Unterbrechungsstellen, die einzeln geöffnet und geschlossen werden können, so daß einmal die Spule S_1 allein, das andere Mal die Spule S_2 allein im Stromkreise eingeschaltet ist. Ein Unterbrecher u erlaubt, den gesamten Stromkreis zu unterbrechen. Im Innern der Magnetisierungsspulen S_1

und S_2 sind kleine Induktionsspulen s_1 und s_2 angeordnet, die über einen Rheostaten R und das Panzergalvanometer G zu einem geschlossenen Kreise verbunden sind. Wenn jetzt also etwa u und u_2 geschlossen, u_1 aber offen ist, so wird lediglich im Innern der Spule S_2, nicht in S_1 ein Magnetfeld erregt, so daß beim Unterbrechen des Stromes bei u ein Stromstoß in der Induktionsspule s_2 erregt wird, der einen ballistischen Ausschlag im Galvanometer G hervorruft.

Damit der das Galvanometer durchfließende Stromstoß keine Änderung der Astasierung zur Folge hat (vgl. oben), muß der Stromabfall im Galvanometerkreis genügend langsam erfolgen. Hierfür sind verschiedene Umstände maßgebend, wie z. B. die

Fig. 1.



Selbstinduktionen und Widerstände im primären und sekundären Stromkreise, und zwar kommt es weniger auf die absoluten Werte dieser Größen, als vielmehr auf das Verhältnis derselben für jeden einzelnen Stromkreis an. Dieses Verhältnis Selbstinduktion: Widerstand $= L/W$, welches wir, der üblichen Bezeichnung entsprechend, „Zeitkonstante" nennen können, bedingt den Stromverlauf im Galvanometerkreise bei Erteilung eines ballistischen Ausschlages, und nur wenn die Zeitkonstanten in den betreffenden Teilen des Stromkreises passende Werte haben, kann deshalb eine Veränderung der Astasierung des Galvanometers infolge von zu schnell vor sich gehenden Stromstößen vermieden werden.

Die Verhältnisse in der Schaltung der Fig. 1 werden nun aber dadurch in schwer zu übersehender Weise kompliziert, daß im Unterbrecher u ein variabler Funkenwiderstand liegt, dessen

zeitlicher Verlauf mit der Art des Unterbrechens sehr variiert. Es wäre wohl möglich, die Zeitkurve dieses Funkenwiderstandes durch oszillographische Analyse, etwa unter Verwendung des von dem einen von uns angegebenen Glimmlichtoszillographen, festzustellen. Wir konnten hiervon jedoch absehen, da sich herausstellte, daß die passenden Werte der Zeitkonstanten in verhältnismäßig weiten Grenzen variiert werden konnten, und daß man auch schon zum Ziele kam, wenn man den Einfluß des variablen Funkenwiderstandes bei u möglichst herabdrückte. In der in Fig. 1 angegebenen Schaltung, wo der Unterbrecher u im Nebenschluß zu den Magnetisierungsspulen S_1 und S_2 liegt, ist der Einfluß des Funkenwiderstandes auf den Stromabfall in S_1 und S_2 um so geringer, je kleiner die Widerstände w_1 und w_2 im Verhältnis zum Gesamtwiderstand des Kreises der Batterie B sind.

§ 3. Wenn man die in den Spulen s_1 und s_2 erzeugten Induktionen miteinander vergleichen will, so kann man zweckmäßig so verfahren, daß man durch passende Wahl der in den Spulen S_1 und S_2 fließenden Ströme gleiche ballistische Ausschläge im Galvanometer erzeugt: es entfallen dann alle Fehler, die aus einer Abweichung der Skala von der Proportionalität entspringen. Wenn man ferner die Zeitkonstanten des Stromabfalls in den Kreisen der beiden Spulen S_1 und S_2 nahezu einander gleich macht, d. h. dafür Sorge trägt, daß L_1/W_1 nahezu $= L_2/W_2$ wird (vgl. § 2), so erreicht man, daß der zeitliche Verlauf des Induktionsstromes für die beiden ballistischen Ausschläge nahezu derselbe wird. Damit werden aber auch die Fehler eliminiert, die aus zu langsam erfolgenden Stromstößen herrühren. Zwar hat man bei ballistischen Messungen im allgemeinen die Forderung zu erfüllen, daß die Galvanometernadel sich erst in Bewegung setzt, nachdem der induzierte Stromstoß völlig abgelaufen ist. Diese Bedingung braucht aber nicht streng erfüllt zu werden, wenn es sich darum handelt, zwei Stromstöße miteinander zu vergleichen, deren Zeitkonstanten ziemlich genau dieselben Werte haben.

Als Beispiel einer solchen Messung möge die Aufgabe dienen, die Feldstärke in einer gegebenen Spule S_1 mit der bekannten Feldstärke in einer „Normalspule“ S_2 zu vergleichen. Ist J_1 der



in der Spule S_1 fließende Strom, so möge dieser im Innern der Spule ein magnetisches Kraftfeld der Stärke $H_1 . J_1$ erzeugen, wo also H_1 das vom Strom 1 erzeugte Feld bedeutet. Beim Öffnen des Unterbrechers u möge in der Induktionsspule s_1 ein Stromstoß induziert werden, der im Galvanometer den (ballistischen) Ausschlag α_1 erzeugt. Bedeutet f_1 die Windungsfläche von s_1, so ist mithin:

$$\alpha_1 \sim f_1 H_1 J_1;$$

ebenso gilt für den Stromkreis der Spule S_2 für die entsprechende Größe:

$$\alpha_2 \sim f_2 H_2 J_2,$$

und es ergibt sich:

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{\alpha_1 J_2 f_2}{\alpha_2 J_1 f_1}. \qquad 1)$$

Dieser Ansatz gilt nur dann für unkorrigierte Ausschläge, wenn α_1 nahezu gleich α_2 ist; anderenfalls ist man nicht berechtigt, die induzierten Elektrizitätsmengen den direkt abgelesenen Ausschlägen proportional anzunehmen. Der Widerstand des Galvanometerkreises kommt hier ebenso wie die Galvanometerkonstanten [1]) nicht in Rechnung.

Als Normalspule S_2 diente eine auf ein geschlitztes Messingrohr von 3 cm lichter Weite gewickelte Spule aus eisenfreiem Kupferdraht von 1,3 mm Dicke; die Länge der Spule betrug 60 cm, die Windungszahl 1978 (in 10 Lagen). Der Widerstand der Spule war 6,5 Ω, die Selbstinduktion $L_2 = 0,04$ Henry. Mit dieser Normalspule wurde eine aus zwei Teilen zusammengesetzte Magnetisierungsspule S_1 verglichen, die in Fig. 2 wiedergegeben ist; sie war so konstruiert, daß sie auf einem möglichst großen Raum ein möglichst homogenes Feld erzeugte. Man kann dies in zweckmäßiger Weise nach HELMHOLTZ [2]) durch konisch gewickelte, im Abstand ihres Radius einander gegenübergestellte Spulen erreichen. Diese in Fig. 2 in 11facher Verkleinerung dargestellten Spulen waren auf zwei hölzerne Ringe a und b von 70 cm äußerem Durchmesser gewickelt. Die exakt konische Wickelung wurde

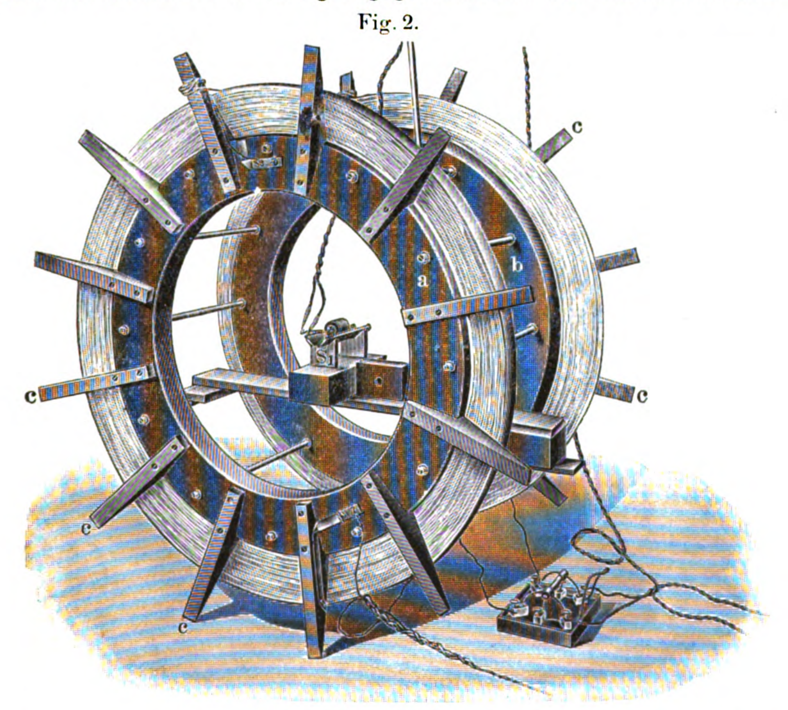
---

[1]) Die Empfindlichkeit des Galvanometers (mit mittlerem System) betrug in unseren Versuchen etwa 2×10^{-10} Amp. pro Millimeter bei 80 Ohm Galvanometerwiderstand.

[2]) Vgl. WINKELMANNS Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. IV, S. 263.

durch hölzerne Stützen *c* von passender Form gewährleistet; jeder Holzring trug 12 solcher Stützen. Die Wickelung jeder Spule bestand aus 50, mit den Breitseiten aufeinanderliegenden Windungen Kupferband von 10 × 0,4 mm, dessen Querschnitt vor dem Wickeln durch eine geeignete Walze etwas keilförmig gemacht worden war, um konische Wickelung zu ermöglichen. Die Isolation der einzelnen Windungen gegeneinander war durch zwischen-

Fig. 2.



gelegte, ebenfalls zu keilförmigem Querschnitt gewalzte Preßspanstreifen (Breite 17 mm, Dicke 1 mm) bewirkt. Nach dem Wickeln wurden die Spulen durch Wechselstrom von etwa 100 Amp. erwärmt und vollständig mit Paraffin getränkt; die Wickelungen bildeten darauf im kalten Zustande eine feste, kompakte Masse. Der richtige gegenseitige Abstand der Spulenringe war durch Messingstangen bewirkt, die mit den Holzringen fest verschraubt waren. Der Gesamtwiderstand dieser Anordnung betrug 0,87 Ω, die Selbstinduktion $L_1 = 0{,}008$ Henry.

Bei der Messung verfuhr man so, daß zunächst die von den Spulen S_1 und S_2 einzeln erzeugten ballistischen Ausschläge α_1 und α_2 durch passende Variation der Stromstärken J_1 und J_2 mit Hilfe der Widerstände w_1, w_1' und w_2, w_2' (vgl. Fig. 1) möglichst gleich gemacht wurden. Die ballistischen Ausschläge wurden durch Öffnen von u nach ein und derselben Seite der Galvanometerskala erteilt, um Unsymmetrien der Skala, hervorgerufen durch Fadentorsion und andere Ursachen, zu vermeiden. Hierbei war also einmal der Stromkreis von S_1, das andere Mal derjenige von S_2 mit Hilfe der Schlüssel u_1 bzw. u_2 geschlossen. Nachdem man so die ungefähr richtigen Werte der Stromstärken J_1 und J_2 ermittelt hatte, welche mit (in Fig. 1 nicht eingezeichneten) Präzisionsamperemetern von SIEMENS & HALSKE abgelesen wurden, kam es darauf an, die für beide Kreise geeigneten Zeitkonstanten L_1/W_1 und L_2/W_2 zu finden und einander gleich zu machen. Dies geschah durch passende Wahl der Widerstände, unter Innehaltung der obigen Stromwerte J_1 und J_2. Hierauf wurden die Stromstärken J_1 und J_2 mit Hilfe eines Kompensationsapparates [1]) auf bekannte Weise genau gemessen.

Bei den im folgenden mitgeteilten Messungen hatte die Zeitkonstante des Kreises S_2 den Wert:

$$\frac{L_2}{W_2} = \text{etwa } 0{,}0003 \, \frac{\text{Henry}}{\text{Ohm}}.$$

Hierbei war (vgl. Fig. 1) $w_2 = 5{,}5$, $w_2' = 170$, $w = 5\,\Omega$; die Berücksichtigung des Funkenwiderstandes im Unterbrecher u beeinflußt die Zeitkonstante nur unwesentlich. Wohl aber hängt die Zeitkonstante des Kreises S_1 [2]) beträchtlich vom Funkenwiderstande ab, da hier $w_1 = 100$, $w_1' = 1{,}2$, w (wie früher) $= 5\,\Omega$ ist. Wenn der Funkenwiderstand $= 0$ gesetzt wird (Beginn des Unterbrechungsvorganges), so ergibt sich $L_1/W_1 = 0{,}0013$; wenn der Funkenwiderstand $= \infty$ gesetzt wird (Ende des Unterbrechungs-

---

[1]) Als Kompensationsapparat benutzten wir die von FEUSSNER angegebene, von SIEMENS & HALSKE ausgeführte, neueste Form, welche sich für uns ausgezeichnet brauchbar erwies. Der Firma SIEMENS & HALSKE, die uns den Apparat zur Verfügung gestellt hat, sagen wir auch an dieser Stelle unseren verbindlichsten Dank.

[2]) In den Kreis der Spule S_1 war noch eine Hilfsspule Σ (Selbstinduktion 0,007 Henry, Widerstand 0,3 Ω) eingeschaltet, deren Zweck aus § 5, S. 680 zu ersehen ist.

vorganges), so wird $L_1/W_1 = 0{,}00015$. Zwischen beiden Werten liegt die oben angegebene Zeitkonstante $L_2/W_2 = 0{,}0003$.

Es wurde (in magnetischen Feldern $H_1 J_1$ = etwa $H_2 J_2$ = etwa 6 Gauß) gefunden:

Messung bei $J_1 = 6{,}5308$ Amp.

Ruhelage des Galvanometers bei	656,0	656,0	656,0 mm
Ballistischer Ausschlag, abgelesen bei . . .	268,8	268,8	269,0 „
Differenz-Ausschlag α_1	387,2	387,2	387,0 mm

Messung bei $J_2 = 0{,}095\,007$ Amp.

Ruhelage des Galvanometers bei	654,8	654,7	654,7 mm
Ausschlag, abgelesen bei	267,0	267,1	267,0 „
Ausschlag α_2	387,8	387,6	387,7 mm

Vor das Galvanometer vom Widerstand von etwa 80 Ω waren hierbei $R = 200\,\Omega$ vorgeschaltet.

Aus den Mittelwerten

$$\alpha_1 = 387{,}1 \text{ mm}, \qquad \alpha_2 = 387{,}7 \text{ mm}$$

ergibt sich hieraus für den Faktor $\frac{\alpha_1 J_2}{\alpha_2 J_1} = 1452_6 \times 10^{-6}$.

Ebenso wurde bei nahezu den gleichen Stromstärken J_1 und J_2, aber erheblich anderen Ausschlägen α_1 und α_2, die durch Veränderung von R hergestellt wurden, gefunden:

$$\left.\begin{array}{ll} J_1 = 6{,}5310 \text{ Amp.} & J_2 = 0{,}095006 \text{ Amp.} \\ \alpha_1 = 576{,}2 \text{ mm} & \alpha_2 = 577{,}0 \text{ mm} \end{array}\right\} R = 100\,\Omega$$

$$\text{Faktor} = 1452_7 \times 10^{-6}.$$

$$\left.\begin{array}{ll} J_1 = 6{,}5309 \text{ Amp.} & J_2 = 0{,}095007 \text{ Amp.} \\ \alpha_1 = 180{,}2 \text{ mm} & \alpha_2 = 180{,}8 \text{ mm} \end{array}\right\} R = 550\,\Omega$$

$$\text{Faktor} = 1449_8 \times 10^{-6}.$$

Unter der Voraussetzung, daß die Größe f_2/f_1, d. h. das Verhältnis der Windungsflächen der kleinen Induktionsspulen s_2 und s_1 (vgl. Fig. 1) bekannt ist, läßt sich somit aus obiger Messung des Faktors $\frac{J_2 \alpha_1}{J_1 \alpha_2}$ das Verhältnis H_1/H_2 der vom Strom 1 erzeugten Feldintensitäten in beiden Spulen gemäß Gleichung 1) finden.

Eine größere Genauigkeit als die obige vermochten wir mit Hilfe der Einzelausschläge nicht zu erzielen. Bei den großen

Ausschlägen von mehr als 600 mm war es nicht mehr möglich, den Umkehrpunkt des sehr rasch erfolgenden ballistischen Ausschlages genauer als auf etwa 0,5 mm festzustellen; bei den kleinen Ausschlägen von 150 mm konnten noch 0,1 mm geschätzt werden. Durch Vergrößerung der Schwingungsdauer des Galvanometers ließe sich vielleicht hier mehr erreichen; in unserem Falle betrug diese Größe (Hin- und Rückgang) 12 Sekunden.

Die erreichte Genauigkeit der obigen Messung von etwa 1 Promille ist demnach wesentlich durch die Bestimmung der Einzelausschläge α_1 und α_2 beschränkt. Die Stromstärken J_1 und J_2, welche mittels Kompensationsapparat bestimmt wurden, ließen sich naturgemäß etwa zehnmal genauer messen als die Ausschläge.

§ 4. Die in Fig. 1 dargestellte Schaltung läßt sich ohne weiteres auch als Nullmethode anwenden, wenn man die Schlüssel u_1 und u_2 beide schließt, und zugleich dafür Sorge trägt, daß die in s_1 und s_2 erzeugten Induktionen entgegengesetzte Richtung haben. Durch Unterbrechen bei u wird dann das Magnetfeld in S_1 und S_2 zur gleichen Zeit aufgehoben, und man hat dann nur noch die Ströme J_1 und J_2 so zu regulieren, daß das Galvanometer beim Unterbrechen (oder Schließen) von u in Ruhe bleibt. Etwaige, auf einer Unsymmetrie der Skala (Fadentorsion usw.) beruhende Fehler kommen hier natürlich nicht in Frage, das Galvanometer dient lediglich als Nullinstrument; ferner hat man die Möglichkeit, sehr große Ausschläge gegeneinander zu kompensieren, bei denen, wenn sie wirklich erteilt würden, die Nadel aus der Skala gehen würde. Die am Schlusse von § 3 genannte Beschränkung der Meßgenauigkeit fällt mithin nunmehr fort.

Wenn die ballistischen Einzelausschläge α_1 und α_2 genau gleich sind, so sollte bei obiger Nullmethode das Galvanometer völlig stromlos bleiben. Hierzu wäre aber erforderlich, daß in jedem Zeitmoment die Momentanwerte der beiden Induktionsströme genau einander gleich sind und in entgegengesetzter Richtung durch das Galvanometer fließen. Diese Forderung läßt sich nur dann streng erfüllen, wenn der Abfall des Stromes in den beiden Stromkreisen auf identische Weise erfolgt. Nun hängt aber dieser Stromverlauf in den beiden Stromkreisen auch von

dem variablen Funkenwiderstand des Unterbrechers u ab (vgl. S. 666 ff.); derselbe hat beim Beginn des Unterbrechungsvorganges den Wert 0, am Ende den Wert ∞ und nimmt die zwischen diesen Grenzen liegenden Werte nach einem unbekannten, von den verschiedensten Umständen abhängigen Gesetz an. Hieraus folgt, daß sich nur dann absolute Gleichheit der beiden Stromkurven — und damit Stromlosigkeit des Galvanometers in jedem Moment — erreichen läßt, wenn die Widerstände $w_1 = w_2$, $w'_1 = w'_2$, und die Selbstinduktionen $L_1 = L_2$ sind; denn nur in diesem Falle beeinflußt der Funkenwiderstand bei u die beiden Stromkreise in genau gleicher Weise.

Wenn man, wie dies in Wirklichkeit meistens der Fall sein wird, zwei Spulen S_1 und S_2 mit wesentlich verschiedenen Magnetisierungsströmen J_1 und J_2 vor sich hat, so wird man sich damit begnügen müssen, durch passende Wahl der Widerstände und eventuell durch hinzugefügte Selbstinduktion möglichste Gleichheit beider Zeitkonstanten zu erstreben. Ist diese Abgleichung nicht herbeigeführt, haben also die Zeitkonstanten beider Ströme wesentlich verschiedene Werte, so gibt sich dies dadurch kund, daß sich im Galvanometer G beim Öffnen und Schließen von u keine exakte Nulleinstellung erreichen läßt. Vielmehr existiert dann nur eine Region kleinster Galvanometerausschläge, welche durch eigentümliches Rücken und Wandern der Nadel charakterisiert ist. *Andererseits jedoch ist das Vorhandensein einer exakten Ruhestellung des Galvanometers beim Öffnen und Schließen von u das Kriterium dafür, daß die Zeitkonstanten beider Kreise hinreichend gleich sind*, und daß die aus dem Unterbrecherfunken resultierenden Vorgänge sich auf die beiden Kreise gleichmäßig verteilen und mithin die Messung nicht beeinflussen. Bei der in § 3 beschriebenen Methode der Einzelausschläge hat man kein solches direktes experimentelles Kriterium für die genügende Gleichheit der Zeitkonstanten in den beiden Stromkreisen.

A. Es möge zunächst angegeben werden, wie man mit Hilfe der obigen Nullmethode das für verschiedene Anwendungen wichtige, in § 3 mit f_1/f_2 bezeichnete Verhältnis der Windungsflächen der Induktionsspulen s_1 und s_2 bestimmen kann. Diese Größe ist nichts anderes als das Verhältnis der durch ein und dasselbe magnetische Feld in s_1 und s_2 hervorgerufenen Induktionen.

s_1 und s_2 waren bei den meisten unserer Versuche zwei aus Emailledraht der AEG gewickelte Spulen; der Draht war aus elektrolytischem, eisenfreiem Kupfer gezogen und hatte eine Dicke von 0,5 mm. Die Spulen waren so gewickelt, daß ihre Windungsflächen möglichst gleich wurden; aus den Dimensionen der Spulen (Länge von s_1 = 3 cm, innerer Radius 0,5, äußerer 1,5 cm; Widerstand 5,47 Ω; Länge von s_2 = 5 cm, innerer Radius 0,5, äußerer 1,24 cm, Widerstand 6,17 Ω) ergaben sich rechnerisch die Windungsflächen $f_1 = 3275$ und $f_2 = 3240$ cm, also das Verhältnis $= 1{,}01_1$.

Wir haben die Größe f_1/f_2 experimentell zuerst nach dem Verfahren der Einzelausschläge (vgl. § 3) bestimmt, glauben jedoch auf die nähere Beschreibung dieser Messung verzichten zu können; es ergab sich $f_1/f_2 = 1{,}007_4$.

Um das Verhältnis f_1/f_2 der Windungsflächen nach der Nullmethode möglichst genau zu finden, ist es nur nötig, die durch S_1 und S_2 fließenden Ströme zu messen, wenn beim Öffnen und Schließen von u das Galvanometer G stromlos blieb, und einmal s_1 in S_1, s_2 in S_2, das andere Mal s_1 in S_2, s_2 in S_1 sich befindet. Dieses Verfahren ist dem von PASCHEN [1]) mit rotierenden Induktionsspulen vollständig analog.

Es möge zunächst, wie in Fig. 1, s_1 in S_1, s_2 in S_2 liegen. Wenn dann, wie früher, H_1 bzw. H_2 diejenigen Magnetfelder bezeichnen, die der Strom 1 hervorruft, so bringt der in der Spule S_1 fließende Strom J_1 eine Induktion in der Spule s_1 hervor, die der Größe

$$H_1 . J_1 . f_1$$

proportional ist.

Der in der Spule S_2 fließende Strom J_2 bringt in der Spule s_2 eine Induktion, proportional $H_2 . J_2 . f_2$ hervor.

Bleibt das Galvanometer beim Öffnen und Schließen von u in Ruhe, so sind die beiden Induktionen gleich und es wird auch:

$$H_1 J_1 f_1 = H_2 J_2 f_2.$$

Vertauscht man nun die Spulen s_1 und s_2, so daß jetzt also s_1 in S_2, s_2 in S_1 zu liegen kommt, und läßt sonst alles un-

[1]) F. PASCHEN, l. c., S. 372.

geändert, so erhält man, wenn man die Ströme J_1' in S_1 und J_2' in S_2 wieder so abgleicht, daß das Galvanometer in Ruhe bleibt:

$$H_1 J_1' f_2 = H_2 J_2' f_1.$$

Aus beiden Gleichungen folgt:

$$\frac{f_1}{f_2} = \sqrt{\frac{J_2 J_1'}{J_1 J_2'}}. \qquad 2)$$

Ohne auf eine nähere Beschreibung der experimentellen Einzelheiten hier einzugehen, mag über die beiden Magnetisierungsspulen S_1 und S_2, welche aus dem magnetischen Laboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Abt. II, für den vorliegenden Zweck freundlichst zur Verfügung gestellt waren, folgendes erwähnt werden:

Spule S_1: 5 cm lichte Weite, 50 cm Länge, Selbstinduktion $L_1 = 0{,}035$ Henry, Widerstand 11,1 Ω;

Spule S_2: 4 cm lichte Weite, 70 cm Länge, Selbstinduktion $L_2 = 0{,}024$ Henry, Widerstand 7,7 Ω.

Beide Spulen gaben bei 1 Amp. ein Feld von etwa 53 Gauß. — Durch passende Wahl der Widerstände war (wie in § 3) dafür gesorgt, daß das Verhältnis L/W in beiden Spulenkreisen nahezu gleich war ($= 0{,}000\,28_6$ bzw. $= 0{,}000\,29_2$).

Bei den Strömen: $J_1 = 0{,}20301$, $0{,}11327$, $0{,}09913$ Amp. in der Spule S_1 wurden durch Nullstellung des Galvanometers zugehörige Stromwerte J_2, J_1', J_2' gemessen, die in folgender Tabelle enthalten sind:

J_1	0,203 01	0,113 27	0,099 13	Amp.
J_2	0,239 87	0,133 83	0,117 12	„
J_1'	0,202 74	0,113 265	0,099 11	„
J_2'	0,235 56	0,131 58	0,115 14	„

Hieraus ergaben sich durch Kombination aller Werte gemäß obiger Gleichung 2) folgende neun Werte von f_1/f_2:

$1{,}0084_3$ $1{,}0085_1$ $1{,}0084_6$ $1{,}0085_2$ $1{,}0084_0$ $1{,}0085_0$ $1{,}0084_8$ $1{,}0084_3$ $1{,}0084_9$

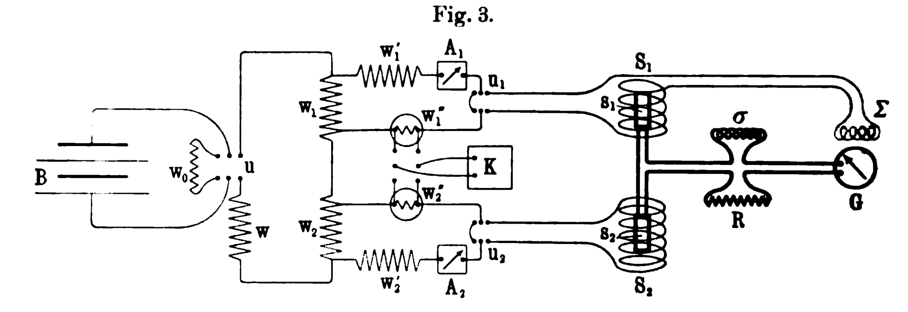
Mittel: $f_1/f_2 = 1{,}0084_7$.

Man sieht somit, daß im Gegensatz zu dem in § 3 beschriebenen Verfahren der Einzelausschläge hier eine Genauig-

keit von weniger als 0,1 Promille erreicht wird. Es mag noch bemerkt werden, daß bei den angewandten Magnetisierungsströmen von 0,1 bis 0,2 Amp. Einzelausschläge von 0,9 bis 1,8 m bis auf 0,1 mm im Kugelpanzer kompensiert wurden, da der Vorschaltwiderstand R (vgl. Fig. 1) des Galvanometers ganz ausgeschaltet war.

B. Es mögen nunmehr einige Messungen Erwähnung finden, welche sich auf die Ermittelung des in § 3 genannten Verhältnisses H_1/H_2 beziehen, aber nun auf Grund der Nullmethode. Hier ist also jetzt bei genauem Kompensieren $\alpha_1 = \alpha_2$ zu setzen, und es kann das Verhältnis f_1/f_2 als bekannt angesehen werden (vgl. S. 671 u. 673 ff.). Hieraus folgt gemäß Gleichung 1) (S. 668), daß es nur noch auf die Bestimmung des Faktors J_2/J_1 ankommt.

Fig. 3.



Es wurden wieder dieselben Spulen S_1 und S_2 wie in § 3 benutzt, so daß die gewonnenen Resultate einen direkten Vergleich mit den durch Einzelausschläge erhaltenen, auf S. 671 mitgeteilten Werten gestatten.

In Fig. 3 ist das für diese Messungen benutzte Schaltungsschema angegeben, unter Berücksichtigung aller besonderen hier erforderlichen Einzelheiten. Soweit die Buchstaben mit denen der Fig. 1 übereinstimmen, haben sie dieselbe Bedeutung; die Schlüssel u, u_1, u_2 sind jedoch hier als doppelpolige Umschalter ausgebildet. A_1 und A_2 sind Präzisionsamperemeter von Siemens & Halske, mit denen die Ströme J_1 und J_2 roh abgelesen werden können; die genaue Messung erfolgt mit Hilfe des Kompensationsapparates K[1]) durch Spannungsmessung an den Normalwiderständen w_1'' und w_2''. Die Bedeutung des Widerstandes w_0

[1]) Vgl. S. 670, Anm. 1.

sowie der Hilfsspulen σ und Σ wird weiter unten in § 5, S. 680 ff., auseinandergesetzt.

Bei verschiedenen Stromstärken wurden an verschiedenen Tagen, und nach mehrfachem Umwechseln und Umlagerungen der Spulen folgende Zahlenwerte gefunden:

J_1 (Ampere)	J_2 (Ampere)	$J_2/J_1 \cdot 10^{-6}$	
5,8824	0,085 600	14 551,8	
6,8751	0,100 046	14 551,9	
4,7434	0,069 025	14 551,8	
4,7439	0,069 037	14 552,8	Mittel:
4,7439	0,069 047	14 554,9	$14\,553 \cdot 10^{-6}$
4,0321	0,058 688	14 555,0	
5,5860	0,081 230	14 552,4	
6,5304	0,095 027	14 551,4	
5,8203	0,084 704	14 553,0	

Die erreichte Genauigkeit ist also im Vergleich zu der im § 3 mit Einzelausschlägen erzielten wieder rund zehnmal größer; die größten Abweichungen vom Mittelwert zeigen sich bei den kleinsten Stromwerten, wo die Methode naturgemäß am unempfindlichsten ist. Es mag noch bemerkt werden, daß den Stromstärken 5,0 Amp. in Spule S_1 und 0,07 Amp. in Spule S_2 magnetische Feldstärken von rund 5 Gauß entsprechen. Man kann also schließen, daß wir mit unserer Methode magnetische Felder bis herunter zu etwa 5 Gauß mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 Promille miteinander vergleichen konnten.

C. Es möge ferner ein Beispiel für einen nach der Nullmethode ermittelten Feldverlauf angegeben werden, und zwar der Feldverlauf in der durch Fig. 2 dargestellten Spule S_1, die schon oben benutzt worden war.

In folgender Tabelle sind die gefundenen Werte der Feldstärken pro 1 Amp. längs einer durch den Mittelpunkt der Anordnung, senkrecht zu den Kraftlinien gezogenen Geraden angegeben; die Messung geschah bei etwa 4 Amp. In der Normalspule S_1 erzeugte ein Strom von 1 Amp. ein Feld von 82,15 Gauß [1]).

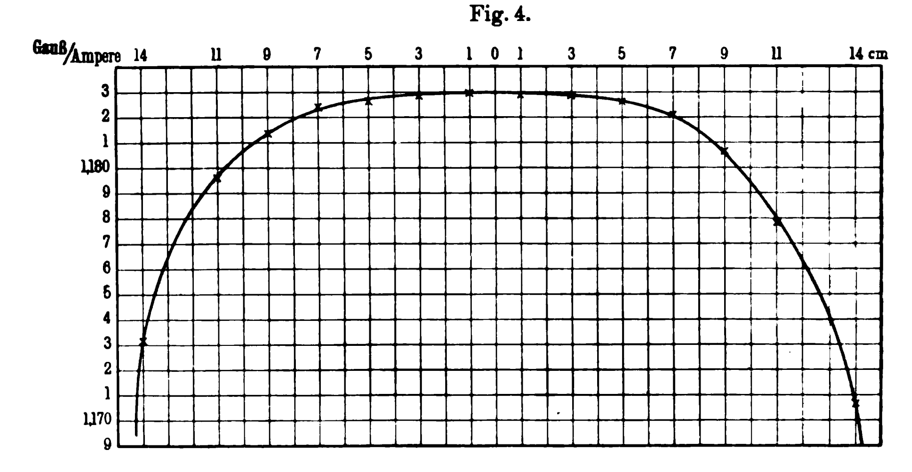
[1]) Die Eichung der Normalspule hatte der Vorsteher des magnetischen Laboratoriums der Phys.-Techn. Reichsanstalt, Abt. II, Herr Geheimrat Gumlich, freundlichst für uns ausführen lassen. Nach seinen Angaben dürfte die

*

Links von der Mitte der Spule		Rechts von der Mitte der Spule	
	Gauß pro 1 Amp.		Gauß pro 1 Amp.
24 cm	1,0798	1 cm	1,1829
19 „	1,1382	3 „	1,1829
14 „	1,1732	5 „	1,1826
11 „	1,1796	7 „	1,1821
9 „	1,1814	9 „	1,1807
7 „	1,1824	11 „	1,1778
5 „	1,1827	14 „	1,1707
3 „	1,1829	19 „	1,1400
1 „	1,1830	24 „	1,0683

Fig. 4 gibt den obigen Feldverlauf bis zu 14 cm von der Mitte der Spule nach beiden Seiten wieder.

Fig. 4.



Man sieht somit auch aus dem Verlauf der Kurve, daß die relative Meßgenauigkeit wieder ungefähr 0,1 Promille ist. Die absolute Genauigkeit ist etwa 20 mal geringer; denn hierin steckt

Genauigkeit etwa 2 bis 3 Promille betragen. Genauere, absolute Messungen von Spulenfaktoren begegnen zurzeit noch beträchtlichen Schwierigkeiten. Es ist klar, daß man mit Hilfe unserer obigen Nullmethode jede Spule mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 Promille eichen könnte, wenn nur einmal für eine einzige Normalspule eine absolute Eichung bis zu dieser Genauigkeit vorläge.

einmal die Bestimmung des Faktors f_2/f_1 (vgl. S. 671 u. 673 ff.), der allerdings auf mindestens 0,1 Promille als sicher anzusehen ist, vor allem aber die Eichung der Normalspule S_2, die nur auf etwa 2 bis 3 Promille verbürgt ist (s. Anmerkung 1 auf S. 677).

§ 5. Bei der Ausführung obiger Messungen, besonders wenn der Widerstand im Galvanometerkreise sehr klein ist, und dadurch eine hohe Empfindlichkeit der Methode erreicht wird, ist eine Reihe von Fehlerquellen zu berücksichtigen, die sich indes eliminieren lassen. In erster Linie spielen diese Fehler bei der Nullmethode, wo man Galvanometerausschläge von über 1 m Größe miteinander vergleicht, eine Rolle.

Was zunächst den Galvanometerkreis anlangt, d. h. den von s_1, G, s_2 (vgl. Fig. 1 und Fig. 2) gebildeten Kreis, so ist es selbstverständlich, daß dieser von dem übrigen Stromkreis sehr gut isoliert sein muß. Wir erreichten eine zuverlässige Isolation nur dadurch, daß alle Teile des Galvanometerkreises durch staubfreien Siegellack bzw. Ebonit oder Glas von ihren Unterlagen und Stützen isoliert waren, während diese Unterlagen und Stützen selbst aus zur Erde abgeleiteten Metallen bestanden. Insbesondere wurde die Isolation der Induktionsspulen s_1 und s_2 erst ausreichend gesichert, als diese in den Spulen S_1 bzw. S_2 in Glasröhren, deren Enden mit Siegellack überzogen waren, untergebracht wurden, während das diese Glasrohre umgebende Metall (Kerne der Spulen S_1 bzw. S_2) zur Erde abgeleitet war.

Ferner muß berücksichtigt werden, daß jede Induktion der magnetischen Felder auf die Stromzuleitungen vermieden wird, und daß nur die Spulen s_1 und s_2 selbst induziert werden. Um dies zu erreichen, wurden vor der Messung zunächst die Spulen s_1 und s_2 von ihren aus Doppelschnur bestehenden Zuleitungen abgeschaltet [1]), und die Enden der letzteren direkt miteinander verbunden. Die dann noch verbleibende, lediglich in den Zuleitungen erzeugte Induktion, welche zuweilen mehrere Millimeter Ausschlag hervorrief, konnte in folgender Weise unschädlich gemacht werden:

Dem Galvanometerkreis war eine Hilfsspule eingefügt, in der ebenfalls eine Induktion erzeugt wurde; dadurch aber, daß man diese Spule um eine vertikale und horizontale Achse drehen und

[1]) Dies läßt sich durch einfaches Umlegen eines Bügels erreichen.



genau justieren konnte, ließ sich erreichen, daß das Galvanometer keinen Ausschlag mehr ergab, indem die Induktion in der Hilfsspule genau gleich und entgegengerichtet derjenigen in den gesamten Zuleitungen war. Wenn man jetzt aber die Spulen s_1 und s_2 wieder einschaltete, so war man sicher, daß die zu dem Ausschlag im Galvanometer beitragende Induktion lediglich durch die Windungsflächen der festgewickelten Spulen s_1 und s_2 erzeugt wurde. In Fig. 3, die eine nach dem Schema der Nullmethode auszuführende Messung mit den wirklich gebrauchten Hilfsmitteln wiedergibt, ist auch die oben genannte Hilfsspule enthalten und mit σ bezeichnet.

Ferner muß natürlich dafür gesorgt werden, daß die in der Spule s_1 erzeugte Induktion wirklich nur von S_1 und nicht etwa auch von S_2 herrührt. Wenn eine der Spulen S_1 oder S_2 ein merkliches Streufeld hat, so sind die Spulen nach Möglichkeit in großer Entfernung voneinander aufzustellen. Diese Entfernung zwischen S_1 und S_2 betrug bei uns gewöhnlich 2 bis 3 m. Ferner waren die Achsen beider Spulen so zueinander (in der Horizontalebene) gerichtet, daß das geringe, übrigbleibende Streufeld senkrecht zu dem zu messenden Feld der anderen Spule stand. Wenn also z. B. die Wirkung des Streufeldes von S_1 auf die in S_2 befindliche Induktionsspule s_2 untersucht werden sollte, so wurde S_2 und s_1 ausgeschaltet, und die Induktion von S_1 auf s_2 ermittelt. Durch Drehen der (mit S_2 fest verbundenen) Induktionsspule s_2 konnte so eine Stellung gefunden werden, in der diese Induktion gleich Null war (es stand daher jetzt das Streufeld der Spule S_1 am Orte von s_2, senkrecht zur Achse von s_2 und damit auch zu den Kraftlinien, die S_2 erzeugt), und in dieser Stellung werden dann die Messungen ausgeführt.

Auch das Panzergalvanometer muß natürlich gegen Streufelder geschützt werden. Bei den in den Versuchen des § 3, B und C angewandten, großen konischen Spulen (s. Fig. 2) war es nicht möglich, dies durch genügende Entfernung vom Galvanometer zu erreichen. Wir schalteten deshalb in den Stromkreis dieser Spulen (S_1) eine Hilfsspule Σ[1]) (Fig. 3) ein, die in 60 cm Abstand unterhalb des Galvanometers stand und so orientiert

---

[1]) Die Selbstinduktion von Σ betrug 0,007 Henry, der Widerstand 0,3 Ω.

war, daß sie das Streufeld der Spulen S_1 gerade aufhob. Die richtige Einstellung wurde daran erkannt, daß beim Unterbrechen von J_1 kein Ausschlag im Galvanometer, dessen Kreis offen war, erzeugt wurde. Wenn die Orientierung von Σ für einen einzigen (möglichst groß gewählten) Stromwert J_1 erreicht war, so blieb sie natürlich auch für alle anderen Stromwerte richtig. — Die von uns benutzte Spule S_2 hatte ein so geringes Streufeld, daß besondere Vorrichtungen zu seiner Beseitigung nicht notwendig waren.

Es erwies sich ferner als sehr zweckmäßig, die beim Öffnen und Schließen des Stromes mit Hilfe des Stromschlüssels u eintretende Veränderung der Polarisation in der Batterie B nach dem Vorgange von JAEGER und v. STEINWEHR[1]) dadurch zu vermeiden, daß die Batterie sogleich nach dem Öffnen des Stromkreises über einen Widerstand w_0 geschlossen wurde, der dieselbe Größe hatte wie der Widerstand der gesamten Anordnung; durch einfaches Umlegen eines doppelpoligen Umschalters u (Fig. 3) ließ sich der gewünschte Zweck erreichen. Die Konstanz der Ströme und damit der Magnetfelder war hierdurch beträchtlich besser, als wenn die Batterie B einfach unterbrochen und wieder geschlossen wurde. — Von Bedeutung für die Konstanz des Stromes ist ferner die Unveränderlichkeit der im Kreise liegenden Widerstände w, w_1, w_2 usw. Wir benutzten RUHSTRATsche Widerstände, möglichst mehrere parallel geschaltet, die in außen durch Wassermantel gekühlte Petroleumwannen eingelassen waren. Bis zur Ausführung der Messung wurde in der Regel etwa eine halbe Stunde nach dem Einschalten des Stromes auf einen bestimmten Wert gewartet. — Auch der Rheostat R, welcher im Galvanometerkreis lag, war in Petroleum gesetzt.

Zum Schluß sagen wir noch den Herren, die uns mehrfach mit sachkundigem Rat und mit der Ausführung von Hilfsmessungen freundlichst unterstützt haben, unseren besten Dank. Es sind dies die Herren DIESSELHORST, GIEBE, GUMLICH, LEITHÄUSER, ROGOWSKY.

---

[1]) W. JAEGER u. H. v. STEINWEHR, Ann. d. Phys. (4) 21, 50, 1906.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Oktober 1909.

Über die Widerstandszunahme unterteilter Leiter bei schnellen Schwingungen;
von R. Lindemann.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Eingegangen am 12. November 1909.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 19. November 1909.)
(Vgl. oben S. 663.)

W. Thomson scheint zuerst die bei Wechselströmen eintretende Verdrängung der Stromlinien aus dem Innern der Leiter an ihre Oberfläche (Skineffekt) erkannt und berücksichtigt zu haben. Er benutzte beim Bau seiner Stromwagen unterteilte Leiter, um den störenden Einfluß der Stromlinienverdrängung auf die Fernwirkung zu verhindern und so die zur Messung von Wechselströmen bestimmten Apparate auch mit Gleichstrom eichen zu können. Dolezalek[1]) zeigte dann, daß die bei Spulen aus massivem Draht gleichfalls durch Skineffekt bedingte beträchtliche Zunahme des Widerstandes, sowie eine geringe Abnahme des Koeffizienten der Selbstinduktion fast völlig verschwindet, wenn statt des massiven Drahtes Litzen aus vielen dünnen Einzeldrähten benutzt werden. Dabei genügte es, die Einzeldrähte nur wenig voneinander zu isolieren und sie durch einfachen Drall zu einer Litze zu vereinigen. Daß die aus solchen Litzen hergestellten Normalspulen der Selbstinduktion schon bei Frequenzen unter 5000 noch eine geringe Widerstandserhöhung zeigen, beobachtete Giebe[2]) und verwandte daher zur Herstellung von Normalien mit Erfolg mehrfach verdrillte oder verflochtene Litzen aus dünneren, gut isolierten Acetat- und Emailledrähten. Für die Frequenzen der drahtlosen Telegraphie genügen auch diese Mittel nicht, wie auch M. Wien[3]) beobachtete, und wirken vielfach sogar schädlich. Bei der Wichtigkeit, welche das Problem möglichster

---

[1]) Dolezalek, Ann. d. Phys. (4) 12, 1142, 1903.
[2]) Giebe, ZS. f. Instrkde. 27, 153, 1907; 29, 151, 1909.
[3]) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1, 469, 1907.

Verminderung des Widerstandes im Hochfrequenzkreise vor allem auch durch die Einführung der Stoßerregung gewonnen hat, schien es wünschenswert, über die Widerstandszunahme von Litzen systematische Messungen auszuführen.

Die untersuchten Litzen unterschieden sich außer in der Zahl und Dicke der Einzeldrähte und ihrer gegenseitigen Isolation insbesondere auch nach der Art der Verdrillung. Um zu erreichen, daß alle Einzeldrähte möglichst gleich oft jede Stelle des Litzenquerschnittes erfüllten, kam neben der Verflechtung vor allem die mehrfache Verdrillung zur Verwendung. So bestand z. B. die dickste der verwandten Litzen aus 180 Einzeldrähten, die nach dem Schema $5 \times 4 \times 3 \times 3$ mehrfach miteinander verdrillt waren. Es waren also zunächst 5 Einzeldrähte einfach miteinander verdrillt, sodann von der erhaltenen Litze in gleicher Weise 4, darauf von der neuen Litze 3 und nochmals 3, so daß die letzte Operation in einer einfachen Verdrillung dreier Litzen von je $5 \times 4 \times 3 = 60$ Einzeldrähten bestand.

Die Litzen wurden zu Spulen gewickelt oder möglichst geradlinig mit wenigen rechtwinkligen Knickstellen ausgespannt und mit Luftkondensatoren von verschwindend kleinem Energieverbrauch zu Schwingungskreisen vereinigt. Zur Bestimmung des Widerstandes dieser Kreise und damit des Widerstandes der Litzen diente bei längeren Wellen die früher beschriebene Methode[1]) der Vergleichung der Resonanzausschläge vor und nach Einschaltung eines bekannten Widerstandes in den Meßkreis unter Benutzung ungedämpfter Schwingungen. Bei kürzeren Wellen ($<$ 500 m) mußte wegen der Inkonstanz der Lichtbogenschwingungen zu der von M. Wien[2]) ausgearbeiteten Methode der Stoßerregung übergegangen werden. Beide Meßmethoden ergaben bei derselben Wellenlänge übereinstimmende Resultate und gestatteten mir eine Genauigkeit von etwa 1 Proz. zu erreichen. Doch war diese Genauigkeit bei den folgenden Messungen nicht immer nötig. Das Wellenlängenbereich, in dem die Abhängigkeit des Widerstandes von der Frequenz verfolgt wurde, erstreckte sich von etwa 3000 bis 300 m.

---

[1]) Diese Verhandl. 11, 28, 1909.
[2]) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) 25, 625, 1908.

Theorie der ideal verdrillten Litzen. Die Annahme idealer Verdrillung, also vollkommen gleichmäßiger Verteilung des Stromes auf die Einzeldrähte, bringt naturgemäß eine wesentliche Vereinfachung gegenüber dem entsprechenden Problem massiver Leiter mit sich. Es sollen zunächst einige unten benutzte Beziehungen für ideal verdrillte Litzen abgeleitet werden.

Wir nehmen an, eine einzelne ideal verdrillte Litze vom Radius R sei in großer Länge gerade ausgespannt. Ist z die Zahl der verdrillten Einzeldrähte und i_0 die Amplitude des Stromes im Einzeldrahte, so berechnet sich das magnetische Feld an der Oberfläche der Litze zu:

$$\mathfrak{H}_x = \frac{2z}{R} \cdot i_0$$

und in der Entfernung x von der Achse zu:

$$\mathfrak{H}_x = \frac{2zx}{R^2} \cdot i_0. \tag{1}$$

In der Achse selbst ist es Null.

Die Gesamtlänge dl der Stücke eines Einzeldrahtes, welche zwischen den beiden mit der Litze konaxialen Zylindern mit den Radien x und $x + dx$ verlaufen, ergibt sich, wenn l die ganze Länge des Einzeldrahtes bedeutet, aus der Gleichung:

$$\frac{dl}{l} = \frac{2\pi x\, dx}{R^2 \pi}$$

zu:

$$dl = \frac{2l}{R^2} x\, dx. \tag{2}$$

Diese Stücke verlaufen in dem Felde $\mathfrak{H}_x$. Nun erfährt nach einer Berechnung M. Wiens[1]) ein gerader Draht von der Länge l, dem Kupferradius r und dem spezifischen Leitungswiderstand σ, der von einem Strom mit der Amplitude i_0 durchflossen ist und in einem homogenen magnetischen Felde von der Stärke $\mathfrak{H}_0 = G \cdot i_0$ senkrecht zur Richtung der Kraftlinien liegt, die Widerstandserhöhung:

$$\Delta w = \frac{\pi l r^4 n^2 G^2}{4\sigma}. \tag{3}$$

Hier bedeutet noch n die Zahl der Perioden in 2π Sekunden.

---

[1]) M. Wien, Ann. d. Phys. (4) 14, 1, 1904.

Für die im Felde $\mathfrak{H}_x$ verlaufenden Stücke eines Einzeldrahtes der Litze ist nach 1):

$$G_x = \frac{2\,z\,x}{R^2},$$

also die Widerstandserhöhung dieser Stücke:

$$d\,\Delta\,w = \frac{d\,l\,\pi\,r^4\,n^2\,G_x^2}{4\,\sigma} = \frac{2\,\pi\,n^2\,r^4\,l\,z^2\,x^3\,d\,x}{\sigma\,.\,R^6}.$$

Die Widerstandserhöhung des ganzen Einzeldrahtes ergibt sich hiernach durch Integration über den Querschnitt der Litze zu:

$$\Delta\,w = \frac{2\,\pi\,n^2\,r^4\,l\,z^2}{\sigma\,R^6}\int\limits_0^R x^3\,d\,x = \frac{\pi\,n^2\,r^4\,l\,z^2}{2\,\sigma\,R^2}.$$

Aus dieser Formel sei noch R eliminiert durch den Ansatz:

$$z\,r_1^2 = \varepsilon\,R^2,$$

wo r_1 den Radius des Einzeldrahtes einschließlich seiner Isolation bedeutet und ε die relative Raumerfüllung, also das Verhältnis der von den Einzeldrähten wirklich ausgefüllten Fläche des Litzenquerschnittes zu diesem selbst. Wie eine einfache geometrische Überlegung zeigt, ist bei eng aneinander liegenden Drähten $\varepsilon = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} = 0{,}91$ zu setzen. In jedem Falle ist $\varepsilon \leqq 0{,}91$.

Dann ergibt sich:

$$\Delta\,w = \frac{\varepsilon\,\pi\,r^4\,n^4\,l\,z}{2\,\sigma\,r_1^2}$$

und durch Division mit z die Widerstandszunahme der Litze selbst:

$$\Delta\,W = \frac{\varepsilon\,\pi\,r^4\,n^2\,l}{2\,\sigma\,r_1^2}. \qquad \text{I)}$$

Bezeichnet man mit $w_0 = \frac{\sigma\,l}{r^2\,\pi}$ den leicht meßbaren Gleichstromwiderstand eines Einzeldrahtes, so kann man Formel I) auch in der Form schreiben:

$$\Delta\,W = \frac{\varepsilon}{2}\,\frac{n^2\,l^2}{w_0}\cdot\left(\frac{r}{r_1}\right)^2. \qquad \text{I a)}$$

Aus dieser Formel folgt, daß verschiedene Litzen aus gleichdicken Einzeldrähten bei konstantem n, l und σ die gleiche

Widerstandserhöhung zeigen, unabhängig von der Zahl der verdrillten Einzeldrähte[1]). Die Widerstandszunahme wächst mit dem Quadrat der Frequenz und bei Vernachlässigung der Isolation mit dem Quadrat des Radius der Einzeldrähte.

Bis auf den Zahlenfaktor gilt Formel 1) auch für ein langes Solenoid mit dicht nebeneinander liegenden Windungen. Hier ist das Feld im Innern, wenn ζ die Zahl der Windungen und c die Länge des Solenoids bezeichnet:

$$\mathfrak{H}_i = \frac{4\pi\zeta}{c} \cdot z\, i_0,$$

oder, da c gleich dem Produkt aus der Windungszahl und dem doppelten Litzenradius R ist, also $c = \zeta . 2R = \zeta\, 2\, r_1 \sqrt{z/\varepsilon}$:

$$\mathfrak{H}_i = \frac{2\pi}{r_1}\sqrt{\varepsilon z} . i_0 .$$

Am äußeren Rand des Solenoids ist das Feld $\mathfrak{H}_a = 0$.

Das mittlere Feld, in dem die Einzeldrähte der Litze verlaufen, ist also:

$$\overline{\mathfrak{H}} = \frac{1}{2} \cdot \mathfrak{H}_i = \frac{\pi}{r_1}\sqrt{\varepsilon z} . i_0$$

und

$$\overline{G} = \frac{\pi}{r_1}\sqrt{\varepsilon z} .$$

In erster Näherung genügt es, dieses mittlere Feld in die WIENsche Formel 3) einzusetzen. Dann erhält man als Widerstandserhöhung des Einzeldrahtes:

$$\varDelta w = \frac{\pi l r^4 n^2}{4\sigma} \frac{\pi^2 \varepsilon z}{r_1^2}$$

und als Widerstandserhöhung der Litze:

$$\varDelta W = \frac{\pi^3 \varepsilon}{4} \frac{l r^4 n^2}{\sigma r_1^2} .$$

---

[1]) Aus einer von M. WIEN (l. c.) berechneten Formel würde $\varDelta W$ umgekehrt proportional z^2 folgen. Doch ist hier zu beachten, daß beim Übergang vom Massivdraht zur Litze auch das Feld auf den Strom des Einzeldrahtes bezogen werden muß. Dadurch erhält G den Faktor z, und das Resultat wird unabhängig von z.

Abgesehen vom Zahlenfaktor, stimmt diese Formel mit der oben berechneten überein.

Man kann schließlich erwarten, daß die Proportionalität der Widerstandszunahme mit n^2 ganz allgemein für jede Spulenform gilt, da ja bei ideal verdrillten Litzen der Verlauf der magnetischen Kraftlinien sich mit der Frequenz nicht ändern kann.

Abhängigkeit von der Frequenz. Die Abhängigkeit der Widerstandszunahme von der Frequenz wurde an den verschiedensten mehrfach verdrillten oder geflochtenen Litzen geprüft, die zu kurzen Spulen von 24 cm Durchmesser auf Glas gewickelt waren. Die Zahl der nebeneinander liegenden Windungen betrug 14, die Ganghöhe variierte. Die Messungen ergaben stets Proportionalität der Widerstandszunahme mit n^2 im Gegensatz zu den Messungen an den Vergleichsspulen aus Massivdraht oder einfach verdrillten Litzen. In den folgenden Kurven ist die Widerstandszunahme als Funktion der mit n^2 proportionalen Größe $1/\lambda^2$, wo λ die Wellenlänge in Centimetern bedeutet, aufgetragen.

Abhängigkeit von der Zahl der Einzeldrähte. Zur Prüfung dieser Beziehung waren sechs Litzen von annähernd gleicher Länge aus Emailledraht von 0,12 mm Durchmesser hergestellt, die von den Klemmen des Luftkondensators aus so in einer weiten Schleife ausgespannt wurden, daß der gegenseitige Abstand je zweier Teile der Schleife stets sehr groß im Verhältnis zum Litzenradius war. Die oben gemachte Annahme eines kreisförmigen Querschnittes der Litzen ließ sich naturgemäß auch bei starkem Drall nur sehr angenähert realisieren, zumal in dem Falle sehr vieler Einzeldrähte, wo die zuletzt verdrillten Einzellitzen schon einen großen Durchmesser haben. Dazu kommt, daß der verwandte Emailledraht beträchtliche Unterschiede in seinem Widerstande pro Längeneinheit, also vermutlich im Querschnitte zeigte.

In der folgenden Tabelle sind die bei einer Wellenlänge von 720 m gemessenen Werte der Widerstände und Widerstandszunahmen nebst anderen Daten zusammengestellt.



Tabelle 1.

Zahl der Einzeldrähte z	Verdrillung	Länge der Litze L (m)	Widerstand (Ohm) bei Gleichstrom W_0	Widerstand (Ohm) bei $\lambda = 720$ m W	$\Delta W = W - W_0$	Gleichstromwiderstand des Einzeldrahtes $w_0 = z \cdot W_0$	Länge des Einzeldrahtes l (m)	ΔW berechnet nach Formel Ia)
10	10×1	10,67	1,711	1,827	0,116	17,11	10,92	0,139
20	5×4	10,65	0,840	0,973	0,133	16,80	10,81	0,139
36	$4 \times 3 \times 3$	10,64	0,445	0,592	0,147	16,02	10,79	0,145
60	$5 \times 4 \times 3$	10,48	0,284	0,384	0,100	17,04	10,90	0,139
180	$5 \times 4 \times 3 \times 3$	10,53	0,0897	0,207	0,117	16,15	11,06	0,151
				Mittel	0,124		Mittel	0,1426

Trotz der beträchtlichen Unterschiede der Gleichstromwiderstände W_0 zeigen sämtliche Litzen merklich die gleiche Widerstandserhöhung. Die Abweichungen der Werte ΔW lassen keinen Gang erkennen und sind nicht größer, als man sie bei den nur angenähert verwirklichten Bedingungen der theoretischen Formel erwarten kann. Auch ist hier das starke Eingehen der Meßfehler in die Differenz ΔW zu beachten. Somit dürfen die Messungen wohl als eine Bestätigung der Theorie angesehen werden: Die Widerstandszunahme von Litzen aus Einzeldrähten der gleichen Sorte ist unabhängig von der Zahl der Einzeldrähte.

Zur Berechnung der in der letzten Spalte der Tabelle mitgeteilten Werte ΔW nach Formel Ia) war es nötig, die Länge l der verdrillten Einzeldrähte zu bestimmen. Dies geschah durch Entdrillen eines gemessenen Stückes der Litze und Ausmessung der erhaltenen Einzeldrähte. Der Berechnung liegen ferner die folgenden Werte zugrunde:

$$r = 0{,}006 \text{ cm},$$
$$r_1 = 0{,}0075 \text{ cm},$$
$$n = \frac{2\pi r}{\lambda} = 2{,}62 \,.\, 10^6.$$

Für ε, die relative Raumerfüllung, wurde der theoretisch größte Wert 0,91 eingesetzt. Wie die Tabelle zeigt, sind die berechneten Werte bei allen Litzen, mit Ausnahme der Litze 36, größer als die gemessenen. Eine kleinere relative Raumerfüllung

oder auch jede Abweichung des Litzenquerschnitts von der theoretischen Kreisform würde diese Differenz erklären.

Abhängigkeit von der Dicke der Einzeldrähte. Daß auch in diesem Punkte die von der Formel I) geforderte Beziehung bei den Messungen der vorigen Tabelle erfüllt ist, zeigt schon die soeben ausgeführte Berechnung. Es wurden noch Messungen ausgeführt an einer mehrfach verdrillten Litze aus 108 Emailledrähten von 0,07 mm Durchmesser und einer geflochtenen Acetatlitze aus 25 Einzeldrähten[1]) von 0,10 mm Durchmesser, beide von der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft bezogen. Die zweite Litze konnte mit zwei Acetatlitzen aus 36 und 20 Einzeldrähten von 0,12 mm Durchmesser verglichen werden. Tabelle 2 enthält die Resultate der Messung (s. auch Fig. 3). Die Litzen waren wieder geradlinig ausgespannt.

Tabelle 2.

Isolation	Verdrillung	L (m)	r (mm)	r_1 (mm)	Widerstand (Ohm) bei Gleichstrom W_0	Widerstand (Ohm) bei $\lambda = 720$ m W	$\Delta W = W - W_0$	Widerstand des Einzeldrahtes $w_0 = z \cdot W_0$	Länge des Einzeldrahtes l	ΔW berechnet nach Formel Ia)
Emaille	3 × 3 × 3 × 4	10,73	0,035	0,04	0,455	0,531	0,076	49,14	10,97	0,0585
Acetat	4 × 3 × 3	10,64	0,06	0,075	0,454	0,570	0,116	16,34	10,79	0,142
"	5 × 4	10,70	0,06	0,075	0,810	0,943	0,133	16,20	10,86	0,145
"	25 Drähte verflochten[1])	10,57	0,05	0,06	1,107	1,296	0,189	25,46	11,28	0,108

Zur Berechnung der Größen ΔW der letzten Spalte diente wie oben der Wert $\varepsilon = 0,91$. Während bei den beiden Acetatlitzen aus dickeren Einzeldrähten wiederum die berechneten Werte, wie zu erwarten ist, größer als die gemessenen sind, liegen die Abweichungen bei den Litzen aus dünneren Einzeldrähten nach der umgekehrten Richtung; die Rechnung ergibt zu kleine Werte ΔW.

Bei der geflochtenen Acetatlitze ist vielleicht die mangelhafte Isolation der Einzeldrähte der Grund für diese Ab-

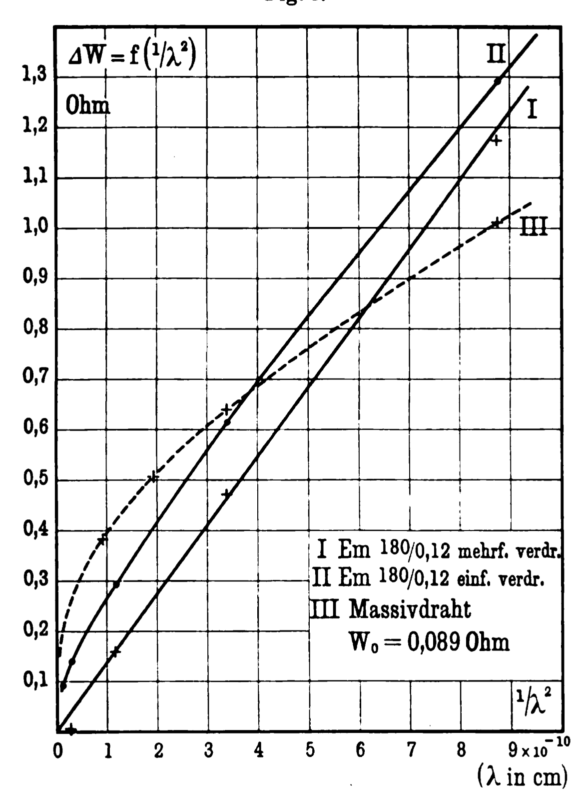
[1]) Zwei Drähte waren unterbrochen.

weichung. Wie nach Beseitigung der äußeren Seidenisolation beobachtet wurde, hatte sich an sehr vielen Stellen die Acetatschicht vom Kupfer abgelöst. Ob bei der Emaillelitze 108/0,07 lediglich die Ungenauigkeit der Messung von r und r_1 die Abweichung erklärt, wozu ein Fehler von 15,5 Proz. in der Bestimmung von r/r_1 genügen würde, oder ob der Grund in anderen Dingen zu suchen ist (s. S. 693), kann zunächst nicht entschieden werden. So wird sich auch bei verflochtenen oder stark verdrillten Litzen aus sehr vielen dünneren Eisendrähten der Umstand geltend machen, daß die Drähte nicht mehr senkrecht zum magnetischen Felde verlaufen, wie es bei der Ableitung der Formeln angenommen ist.

Einfach verdrillte Litzen. Um den Unterschied zwischen den bisher untersuchten mehrfach verdrillten Litzen und den einfach verdrillten, wie sie nach dem Vorgange DOLEZALEKs noch häufig in Gebrauch sind, nachzuweisen, wurden auch an solchen Litzen Messungen vorgenommen. Der Unterschied zwischen beiden Litzen muß offenbar um so mehr hervortreten, je dicker sie sind, denn um so weniger kann durch einfachen Drall erreicht werden, daß alle Einzeldrähte gleich oft an die Oberfläche der Litze treten. In der Tat zeigten zwei Emaillelitzen aus je 36 Einzeldrähten von 0,12 mm Durchmesser, von denen die eine (zu $4 \times 3 \times 3$) mehrfach und die andere einfach verdrillt war, in dem Wellenlängenbereich von 1900 bis 350 m keinen merkbaren Unterschied. Anders verhielten sich zwei Litzen aus je 180 Einzeldrähten mit Emailleisolation von 0,12 mm Durchmesser, welche in 14 dicht nebeneinander liegenden Windungen auf einem Glasgefäß von 24 cm Durchmesser aufgewickelt waren. Die einfach verdrillte Litze war von der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft bezogen, die nach dem Schema $5 \times 4 \times 3 \times 3$ mehrfach verdrillte wurde in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt hergestellt. Die Widerstandszunahme beider Litzen in ihrer Abhängigkeit von $1/\lambda^2$ zeigt Fig. 1. Während die Zunahme bei der mehrfach verdrillten Litze durchaus proportional $1/\lambda^2$, also n^2 erfolgt, ist der Anstieg der Kurve bei einfacher Verdrillung zunächst viel steiler, um dann jedoch mit abnehmender Wellenlänge immer flacher zu werden. Bei sehr hohen Frequenzen scheint schließlich die Art der Verdrillung überhaupt

keinen Einfluß auf die Widerstandszunahme zu haben. Vielleicht wirken hier die einfach verdrillten Litzen sogar günstiger als die mehrfach verdrillten. Noch deutlicher als in Fig. 1 tritt der charakteristische Unterschied zwischen beiden Litzen in Fig. 1a (a. f. S.) hervor, wo das Verhältnis des Wechselstromwiderstandes zum Gleichstromwiderstande als Funktion von $1/\sqrt{\lambda}$ dargestellt ist.

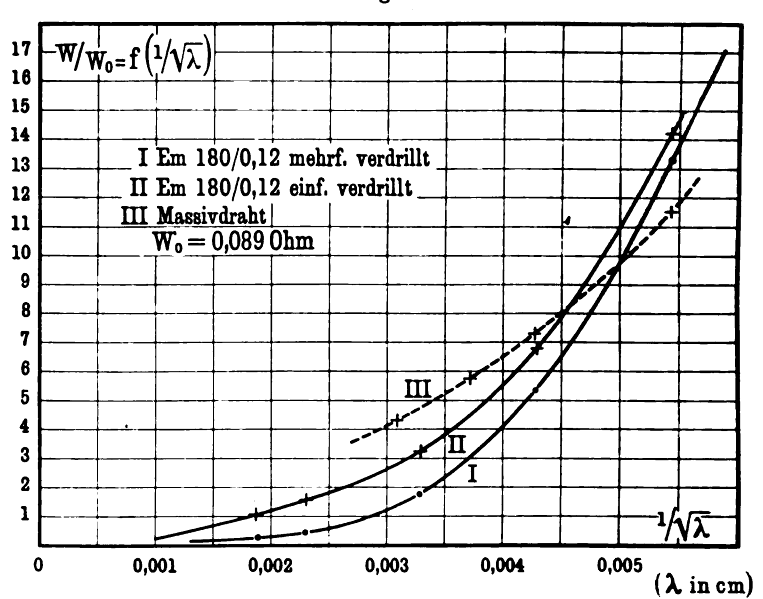
Fig. 1.



Auch dieses eigentümliche Verhalten läßt sich nach den obigen Ausführungen leicht verständlich machen. Bei einfach verdrillten Litzen nimmt die Zahl der stromführenden Einzeldrähte mit wachsender Frequenz ab; die im Innern der Litze verlaufenden Drähte werden stromlos. Dies bedingt ein schnelles Anwachsen des Widerstandes. Gleichzeitig aber nimmt die Größe G

ab, offenbar weil mit der Verdrängung des Stromes aus den inneren Drähten der mittlere Abstand je zweier stromführender Einzeldrähte größer wird. Die Kurven zeigen, daß der letztgenannte Einfluß bei höheren Frequenzen überwiegt und ein langsameres Anwachsen des Wechselstromwiderstandes bei einfach verdrillten Litzen zur Folge hat.

Fig. 1a.



Einfluß der Isolation der Einzeldrähte. Wie die Messungen DOLEZALEKs (l. c.) zeigen, genügt bei geringen Frequenzen schon eine äußerst geringe Isolation der Einzeldrähte einer Litze, um die Widerstandserhöhung wesentlich herabzudrücken. Bei den hohen Frequenzen der drahtlosen Telegraphie ist dies jedoch nicht der Fall. Hier zeigen sogar Litzen mit schlechter Isolation größere Widerstandszunahme als Massivdrähte unter gleichen Bedingungen, wie im folgenden Abschnitt näher nachgewiesen wird.

Noch eine andere Frage zu beantworten, schien bei dieser Gelegenheit wichtig, nämlich die nach dem Energieverbrauch in der Isolationsschicht der beiden gebräuchlichsten Litzen aus

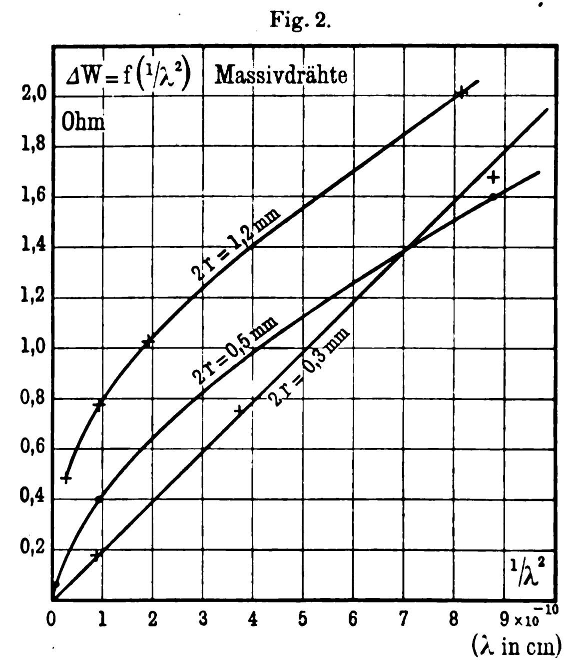
Acetat- und Emailledraht, bzw. in einer Übergangsschicht zwischen dem Kupfer und dem isolierenden Überzug. Vor allem bei Acetatlitzen hat man solche Energieverluste wiederholt zu beobachten geglaubt. Um diesen etwa vorhandenen störenden Einfluß der Oberfläche möglichst stark hervortreten zu lassen, wurden wiederum gerade ausgespannte Litzen aus je $36 = 4 \times 3 \times 3$ Einzeldrähten von 0,12 mm Dicke benutzt. Außer der Acetat- und Emaillelitze kam noch eine dritte mit einer einfachen Bespinnung der Einzeldrähte von weißer Seide zur Verwendung. Ein Unterschied im Verhalten dieser drei Litzen konnte mit Sicherheit nicht festgestellt werden. Es wäre jedoch wohl denkbar, daß ein störender Einfluß jener Oberflächenschichten erst bei höheren Frequenzen, als sie hier benutzt wurden, oder aber bei dünneren Drähten bemerkbar wird. Zumal bei den Emailledrähten dürfte dieser Einwand zunächst nicht abzuweisen sein; denn beim Entfernen der Emailleschicht ist deutlich eine rote Kupferoxydschicht wahrzunehmen. Vielleicht erklären sich so die oben in Tabelle 2 auftretenden Differenzen zwischen dem gemessenen und berechneten Werte der Widerstandszunahme bei der Litze aus 0,07 mm dicken Emailledrähten.

Vergleich mit Massivdrähten. Um den für die Praxis wichtigen Vergleich zwischen Litzen und Massivdrähten zu ermöglichen, wurde schließlich noch eine Anzahl von Massivdrahtspulen untersucht. Dieselben hatten sämtlich einen Durchmesser von 24 cm und bestanden aus 14 auf Glas gewickelten Windungen. Sie unterschieden sich durch die Dicke des Drahtes und die Ganghöhe.

Die Abhängigkeit der Widerstandszunahme von $1/\lambda^2$ bei Spulen gleicher Ganghöhe aus Drähten von verschiedener Dicke zeigt Fig. 2 (a. f. S.). Das Gesetz der Widerstandszunahme mit der Frequenz ist hiernach für die verschiedenen Spulen sehr verschieden. Je dünner der Draht ist, um so mehr wird die Zunahme proportional dem Quadrat der Frequenz. Bei der Spule aus 0,3 mm dickem Draht ist diese Proportionalität schon vorhanden. Bei Spulen aus dickeren Drähten steigt der Widerstand zunächst viel schneller, dagegen bei größeren Frequenzen langsamer an als bei dünnen Drähten.

Dieses Verhalten kurzer Spulen aus massiven Drähten entspricht durchaus dem bisher über das Verhalten von Massivdrahtspulen Bekannten. So fand DOLEZALEK[1]) für kurze Spulen bei niederen Frequenzen (bis zu 2300) Proportionalität der Widerstandszunahme mit n^2. Dasselbe Gesetz gilt für lange Solenoide bei niederen Frequenzen nach den Messungen ESAUs[2]). Bei Hochfrequenz sind bisher nur lange Solenoide untersucht. BLACK[3]) fand hier Proportionalität des Wechselstromwiderstandes mit $\sqrt{n}$.

Fig. 2.



Nach der von M. WIEN[4]) und A. SOMMERFELD[5]) ausgearbeiteten Theorie für Solenoide hängt es nun nicht so sehr von der Frequenz selbst ab, welches jener beiden Gesetze Gültigkeit hat, sondern vielmehr von einem dem Drahtradius und der Wurzel aus der

---

[1]) l. c.

[2]) ABRAHAM ESAU, Diss. Berlin 1908.

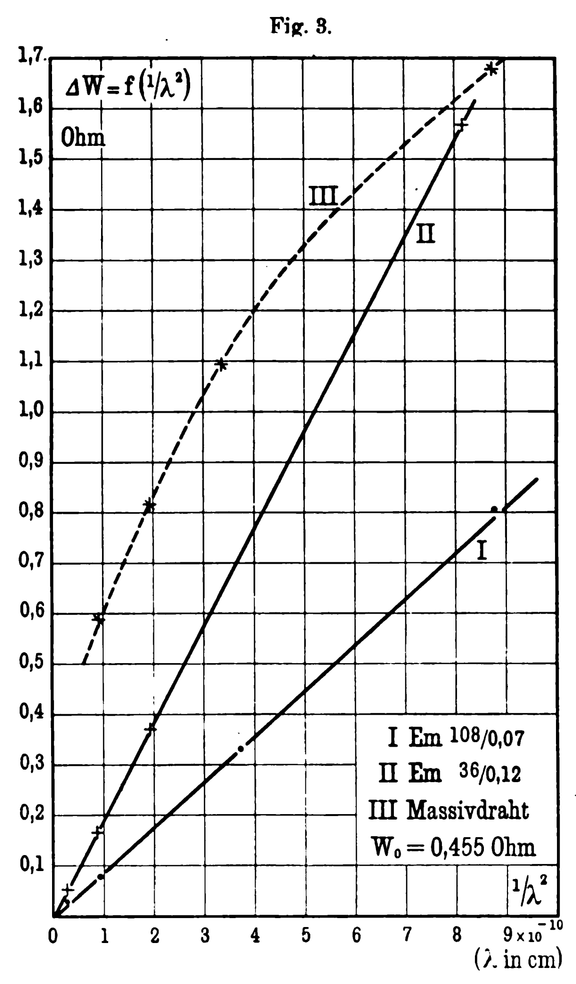
[3]) TH. BLACK, Ann. d. Phys. (4) 19, 157, 1906.

[4]) M. WIEN, Ebenda (4) 14, 1, 1908.

[5]) A. SOMMERFELD, Ebenda (4) 15, 673, 1905 und 24, 609, 1907; s. auch ESAU, l. c.

Frequenz direkt proportionalen Parameter. Ist derselbe klein, so erfolgt die Widerstandszunahme proportional n^2, ist er groß, so gilt das andere Gesetz: $w = c\sqrt{n}$. Für Solenoide aus sehr

Fig. 3.



dünnen Drähten würde hiernach auch bei hohen Frequenzen Proportionalität der Widerstandszunahme mit n^2 zu erwarten sein, wie es oben für kurze Spulen gefunden wurde.

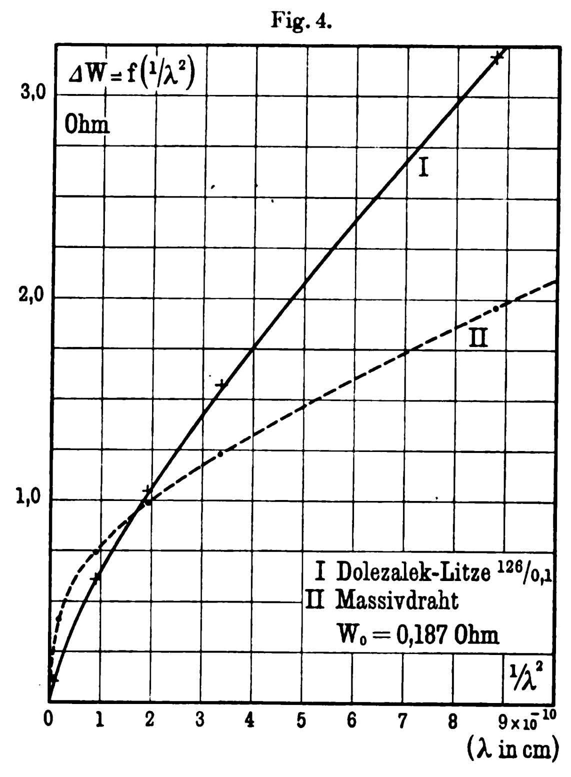
Aus den Kurven der Fig. 2 und anderen hier nicht mitgeteilten sind durch Interpolation die in den Fig. 1, 3, 4 punktiert

gezeichneten Kurven erhalten. Sie stellen die Abhängigkeit der Widerstandszunahme von $1/\lambda^2$ für Massivdrahtspulen dar, welche bei angenähert gleicher Ganghöhe, Windungszahl und Spulendurchmesser denselben Kupferquerschnitt, also denselben Gleichstromwiderstand haben wie die entsprechenden Litzenspulen. Fig. 3 insbesondere gestattet den Vergleich zweier Emaillelitzen von nahe gleichem Kupferquerschnitt, aber aus verschieden dicken Einzeldrähten mit der entsprechenden Massivdrahtspule. Überall fällt das erheblich schnellere Ansteigen der für die Litzen geltenden Kurven bei kurzen Wellen auf. Bei den dicksten Litzen aus 180 Einzeldrähten der Fig. 1 ist bereits bei den hier benutzten höchsten Frequenzen der Widerstand der Litze größer als derjenige des Massivdrahtes. Der Grund hierfür dürfte darin zu suchen sein, daß bei Massivdrahtspulen nach den vorliegenden Messungen der Widerstand schnell abnimmt, wenn das Verhältnis der Ganghöhe zum Drahtdurchmesser größer wird und zwar schneller als bei Litzenspulen. Offenbar aber ist bei Spulen aus dicken Litzen jenes Verhältnis der Ganghöhe zum Durchmesser kleiner als bei den entsprechenden Spulen gleicher Ganghöhe aus Massivdraht von gleichem Kupferquerschnitt.

Besonders groß ist der Unterschied zwischen der von DOLEZALEK zuerst benutzten Litze und dem Massivdraht von gleichem Kupferquerschnitt. Fig. 4 entspricht einer von SIEMENS & HALSKE bezogenen DOLEZALEK-Litze aus 126 Einzeldrähten von 0,1 mm Durchmesser, deren gegenseitige Isolation äußerst gering war. Hier hat die Litze schon von einer Wellenlänge von etwa 770 m an einen größeren Widerstand als die Vergleichsspule aus massivem Draht, und bei 318 m Wellenlänge beträgt die Differenz bereits 58 Proz. des Widerstandes der Massivdrahtspule gegenüber etwa 14 Proz. bei der mehrfach verdrillten Emaillelitze (180/0,12) der Fig. 1. Hieraus ist zu schließen, daß bei den DOLEZALEK-Litzen die Isolation der Einzeldrähte für die Benutzung bei höherer Frequenz nicht ausreicht, wie schon GIEBE (l. c.) aus seinen Versuchen schloß. In diesem Falle kommen offenbar zu den Energieverlusten durch Wirbelströme, deren Folge ja die Verdrängung der Stromlinien ist, noch Energieverluste in den Übergangswiderständen zwischen den Einzeldrähten hinzu.

Durch die hier mitgeteilten Versuche ist der Beweis erbracht, daß eine ideale Verdrillung von Litzen, d. h. eine gleichmäßige Verteilung des Stromes auf die verdrillten Einzeldrähte durch die Methode der mehrfachen Verdrillung, erreicht werden kann. Dazu ist nötig, daß die Einzeldrähte gut voneinander isoliert sind. Die aus diesen Litzen hergestellten Spulen verbürgen Unabhängigkeit

Fig. 4.



des Selbstinduktionskoeffizienten von der Frequenz so weit, als die Stromlinienverdrängung im Einzeldraht zu vernachlässigen ist. Gleichwohl nimmt der Widerstand solcher Spulen mit der Frequenz beträchtlich zu, und es dürfte große Schwierigkeiten bereiten, Normalien der Selbstinduktion von konstantem Widerstand für hohe Frequenzen herzustellen. Die Verwendung mehrfach verdrillter oder geflochtener Litzen bietet hier schon den Vorteil, daß sie die Widerstandserhöhung zu berechnen gestattet, falls der Widerstand

für eine Frequenz bekannt ist. Durch Vergrößerung der Zahl der Einzeldrähte kann zwar der absolute Widerstand verkleinert werden, dabei nimmt jedoch seine prozentische Änderung mit der Frequenz zu. Mittel, auch die Widerstandserhöhung noch zu verringern, sind eine immer weitergehende Verringerung der Dicke der verdrillten Einzeldrähte oder eine Vergrößerung des gegenseitigen Abstandes der Einzeldrähte durch Verwendung von Bändern oder Röhren aus geflochtenen Einzeldrähten. Eine ausführliche Untersuchung über die Konstruktion von Spulen der Hochfrequenztechnik von mehr praktischem Standpunkte veröffentlichte vor kurzem MEISSNER[1]). In dieser Arbeit wird auch die Frage nach der günstigsten Spulenform und nach den Vorteilen der Verwendung von Litzenbändern eingehend erörtert.

---

[1]) ALEXANDER MEISSNER, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 3, 57, 1909.

Luftelektrische Meſsanordnungen;
von Max Dieckmann.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 81. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Salzburg am 22. September 1909.)

(Vgl. oben S. 417.)

Der Technischen Hochschule München ist von seiten der luftelektrischen Kommission der kartellierten Akademien u. a. die Aufgabe nahegelegt, Methoden zur Bestimmung des elektrischen Potentialgefälles auszubilden; vor allem Methoden, die gestatten, die Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe, also des $d^2 V/dh^2$, zu ermitteln, da sich hieraus nach der POISSONschen Gleichung

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi}\frac{d^2 V}{dh^2}$$

die freie Raumladung der Luft ermitteln läßt.

Über die unter Anregung von Herrn Prof. EBERT durch Herrn Dr. DAUNDERER in Bad Aibling angestellten Messungen der Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe in den unteren Bodenschichten ist bereits im vergangenen Jahre das umfangreiche Beobachtungsmaterial publiziert worden [1]).

Auf Veranlassung des Herrn Prof. EBERT unterzog ich mich der Aufgabe, Methoden auszubilden, $d^2 V/dh^2$ auch für die höheren Bodenschichten zu ermitteln.

Da derartige Messungen gerade im gegenwärtigen Stande unserer Kenntnis mehr als lokale Bedeutung haben, möchte ich unsere nunmehrigen Anordnungen, so wie sie sich nach mannigfachen Vorversuchen und Neukonstruktionen endlich zu bewähren scheinen, hier mitteilen.

Die Schwierigkeit derartiger Messungen liegt vor allem in der Schwierigkeit, Kollektoren in die für die Messung vorgesehenen Höhen über dem Erdboden zu bringen, ohne damit unkontrollierbare Feldstörungen hervorzurufen.

---

[1]) A. DAUNDERER, Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung. Dissertation der Techn. Hochschule München.



Wir besitzen jetzt drei verschiedene Meßanordnungen:

1. Eine Anordnung d^2V/dh^2 in Höhen bis etwa 500 m hinauf zu verfolgen;

2. eine Anordnung d^2V/dh^2 für die unteren 12 bis 15 m zu untersuchen;

3. — was hier wegen der Kürze der Zeit übergangen werden soll — eine Registrieranordnung, die einen 37 m hohen Mast benützt, der zum Zwecke funkentelegraphischer und luftelektrischer Messungen errichtet wurde.

Zum Hochbringen der Kollektoren — und zwar verwenden wir mit gutem Erfolge polonisierte Platinbleche — bis in Höhen von 500 m benutzen wir einen kleinen Kugelballon von 17 m³ Inhalt und einem Nutzauftrieb von etwa 10 kg.

Es wird sich, wenn man die Wasserstofffüllung im Ballon stehen lassen kann, nicht empfehlen, kleinere Ballons anzuwenden. Ein Drachenballon hat zwar den Vorteil, daß er bei Wind ruhiger steht, doch ist sein Betrieb viel kostspieliger, da er bei gleichem Volumen größeres Eigengewicht hat und häufigerer Nachfüllung bedarf.

Unser Ballon ist nach der FINSTERWALDERschen Schnittmethode aus Ballonseide selbst hergestellt. Er kostet etwa 300 ℳ und bleibt nach einer Füllung mehrere Tage aufstiegbereit. (Die Diapositive 1 bis 3 zeigen den gefüllten Ballon im Schuppen, beim Aufstieg, sowie die Füllanlage.)

Eine besondere Ausbildung mußte die isolierende Ballonwinde erfahren, sie muß neben hohem Isolationsvermögen große mechanische Festigkeit besitzen.

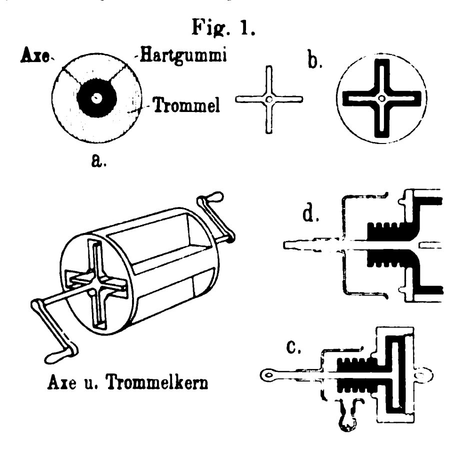
Wir sind schließlich zu folgendem Typ gelangt: es ist unsere dritte Winde, die jetzt endgültig zu genügen scheint.

Als Isolationsstelle ist die Achse gewählt, d. h. die im allgemeinen hölzerne Kabeltrommel ist von der Achse und somit den Lagern und dem Gestell isoliert. Bei einer Anordnung, wie in Fig. 1a skizziert, würde die Isolationsmasse bei festgebremster Achse außerordentlich stark auf Scherung beansprucht sein. Wir geben deshalb der Achse das Profil von Fig. 1b und versehen das Trommelinnere mit einem entsprechenden Profil. Beide Teile sind schwerer Eisenguß. Der Zwischenraum ist mit Hartgummi ausgefüllt, der nun nur noch auf Druck beansprucht wird.

Dies Prinzip der Herstellung von mechanisch beanspruchten Isolatoren verwenden wir jetzt allgemein. Fig. 1c zeigt einen nach dieser Methode hergestellten Abspannisolator, der auf über 100 kg beansprucht werden kann.

Da, wo die Achse der Winde das Trommelinnere verläßt, ist sie noch auf eine größere Länge von Hartgummi umgeben. Durch eingedrehte Nuten, Staubkappen und ev. Natriumtrocknung ist hier die Isolation gewährleistet. (Die Diapositive 4, 5, 6 und 7 zeigen die Konstruktionsskizzen, die Gußmodelle sowie fertige Abspannisolatoren und die montierte Ballonwinde.) Durch eine Bandbremse kann die Trommel festgebremst werden, ein Tourenzähler kontrolliert die Länge des jeweils abgelaufenen Kabels; ein federnder, auf einer nach den üblichen Isolationsprinzipien geschützten Säule befestigter Schleifkontakt führt die Spannung des Kabels, das gleichzeitig zur Ableitung der Kollektorspannung dient, dem Voltmeter zu.

Fig. 1.



Die Messung geht so vor sich, daß die Angaben des Voltmeters bei verschiedenen Höhen des Ballons, die aus abgelaufener Kabellänge, Anvisierungs- und Ablaufwinkel des Kabels gefunden sind, beobachtet werden.

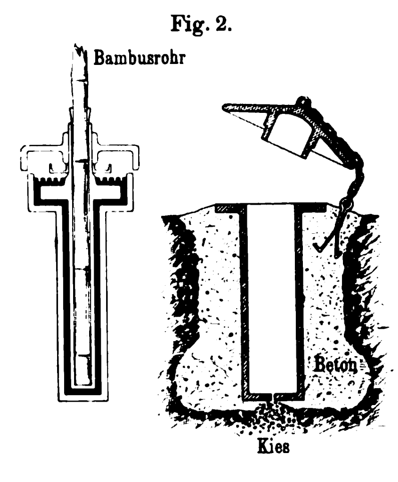
Man tastet nun von unten nach oben und oben nach unten die verschiedenen Höhenlagen ab. Wenn die Poloniumsonden hinreichend kräftig sind, kann man alle anderen etwaigen Ausgleichsstellen längs der Kabel usw. gegen sie vernachlässigen und man erhält an dem geeichten Voltmeter unmittelbar die Spannungsdifferenz der Kollektoren gegen Erde.

Die Anordnung d^2V/dh^2 für die unteren 12 bis 15 m zu beobachten, verzichtet auf eine zeitliche Variation der Kollektorhöhe und arbeitet mit drei unabhängigen, ständig in verschiedenen Höhen gehaltenen Kollektoren.

Zu dem Zwecke sind drei Bambusstangen, gegenwärtig von je 4, 8 und 12 m Höhe isoliert, in je 30 m Abstand voneinander aufgestellt. An ihren oberen Enden tragen sie die Kollektoren.

Die Stangen sind durch bis an ihr unteres Ende geführte Kupferdrähte zu gut definierten Leitern gemacht. Das untere Ende ist von Erde isoliert und diese Isolationsstelle hat wieder eine besondere Konstruktion erfahren müssen, die die Fig. 2 erläutern soll. Die Stange ist eingekeilt in ein 50 cm langes, mit einem Wulst versehenes Eisenrohr; um dieses Eisenrohr paßt ein zweites, das den Wulst seitlich umfaßt. Der Zwischenraum ist wieder mit Hartgummi ausgefüllt. In die obere Hartgummifläche sind Nuten eingedreht. Ein ringförmiges Gefäß kann zur Aufnahme von Natrium dienen, ein Staubdeckel schließt alles nach oben ab.

Fig. 2.



Dieser feste Isolationsteil läßt sich nun in ein entsprechendes, in den Boden einbetoniertes Eisenrohr setzen, das für gewöhnlich durch einen Deckel abgeschlossen ist.

Die Aufstellung derartig hoher Bambusstangen ist mit Hilfe dieser Apparaturen eine Kleinigkeit. (Diapositiv 9.) Die hier abgebildete Stange ist 8 m hoch, die ganze Aufstellung ist sehr massiv und zuverlässig. Ich möchte nicht verfehlen, der Firma GÜNTHER u. TEGETMEYER in Braunschweig, die den Guß dieser Isolatoren übernahm und uns wesentlich unterstützte, auch hier zu danken.

Als Meßinstrumente wurden bisher stets BRAUNsche Voltmeter verschiedenster Meßbereiche benutzt. Um die Beobachtungen von Eichfehlern unabhängiger zu machen, haben wir uns nach anderen Meßprinzipien umgesehen. Ich möchte deshalb nur noch das folgende Bild zeigen (Diapositiv 10), das eine mit einer KIRCHHOFFschen Wage kombinierte Stromwage zeigt. Bei dieser Wage wird die elektrostatische Anziehung der beiden

Platten, an die die Meßspannung angelegt ist, durch die elektrodynamische Anziehung zweier Stromspulen kompensiert. Die Bewegung des Wagebalkens ist durch zwei Kontakte eng begrenzt. Beobachtet wird der Stromwert, der die elektrostatische Anziehung gerade überwiegt.

Da die Stromvariation kontinuierlich durch eine Kurbel bewegt wird, die eine Papiertrommel mit sich führt und das Abreißen des Kontaktes einen Schreibstift aufhebt, so ist der Apparat auch für Dauerregistrierung verwendbar. Die absolute Eichung kann ohne weitere Hilfsapparate durch einen einfachen Gewichtssatz stets an Ort und Stelle vorgenommen werden. Mit drei Akkumulatorenzellen ist der gegenwärtige Meßbereich 800 bis 25000 Volt.

Da jetzt Messungen der Raumladung — namentlich auch in verschiedenen Höhen — ganz besonderen Wert haben, so werden in den nächsten zwei Jahren auf unserer Beobachtungsstation in Gräfelfing bei München mit diesen nunmehr ausprobierten Apparaten möglichst zahlreiche Beobachtungen angestellt werden.

Berichtigung.

In den Arbeiten „Thermodynamische Behandlung einiger Eigenschaften des Wassers I u. II (diese Verh. **11**, 313 u. 328, 1909) sind, worauf uns Herr Henning freundlichst hinwies, einige störende Druckfehler zu berichtigen:

S. 314, letzte Zeile, sind δ und Δ zu vertauschen; Formel 3) lautet: $\gamma = \frac{\delta - \Delta}{\Delta}$.

S. 316 fehlt in der dritten Formel R auf der rechten Seite.

S. 318 u. 319 muß es in den Formeln stets heißen: $-\log \frac{1+\gamma}{2\gamma}$ anstatt $+\log \frac{1+\gamma}{2\gamma}$ [wie auch aus Formel 5a) sofort folgt].

S. 318, letzte Gleichung, lies 2925,21 anstatt 29252,1.

S. 319, vorletzte Zeile, lies 2936,39 anstatt 29363,9.

S. 320 muß es in der Formel λ' und c'_p statt λ und c_p heißen.

S. 328 muß die linke Seite der Formel I) lauten: $\ln \frac{(\delta - \Delta)^2 P}{(2\Delta - \delta) T}$; in der darauffolgenden Gleichung muß in Nenner Δ anstatt δ stehen. Die linke Seite von 1a) lautet: $\log \frac{(\delta - \Delta)^2}{2\Delta - \delta}$.

S. 330 muß auf der linken Seite von Formel 3) $\delta\gamma^2 P$ anstatt $\delta\gamma P$ stehen.

Es sei noch ausdrücklich bemerkt, daß es sich nur um Druckfehler handelt und daß die Tabellen natürlich nach den richtigen Formeln berechnet sind.

Nernst. Levy.



Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. **15. Dezember 1909.** **Nr. 23.**

Sitzung vom 3. Dezember 1909.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS, später Hr. K. SCHEEL.

Hr. **Fr. Neesen** berichtet
über Pendelung der Geschosse.

Sodann spricht Hr. **S. Hilpert**
über die magnetischen Eigenschaften der Modifikationen des Eisens.

Weiter trägt Hr. **R. Lindemann**
über die Widerstandszunahme unterteilter Leiter bei schnellen Schwingungen
vor. Der Vortrag ist schon in diesen Verhandlungen S. 682—698 abgedruckt.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft haben Mitteilungen eingesandt:

Hr. **Robert Pohl:** Der lichtelektrische Effekt der Alkalimetalle im polarisierten Licht in seiner Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Hrn. **E. Gehrcke** und **M. v. Wogau:** Über die Phasendifferenz interferierender Strahlen für bewegte Körper.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. HERBERT HOLLNAGEL, Berlin W. 30, Schwäbischestr. 25. (Vorgeschlagen durch Hrn. H. RUBENS.)

Hr. Dr. H. v. WARTENBERG, Charlottenburg 2, Knesebeckstr. 6/7. (Vorgeschlagen durch Hrn. O. v. BAEYER.)

Hr. Dr. phil. WILHELM PREUSSER, Freiendiez. (Vorgeschlagen durch Hrn. E. TAKE.)

Demonstration einiger neuer Apparate[1]; *von H. du Bois.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. November 1909.)

(Vgl. oben S. 662.)

---

1. Spektralapparat und Monochromator von großer Dispersion und Lichtstärke (gemeinsam mit G. J. ELIAS und F. LÖWE). Vielfach bedarf man eines Illuminators größter Helligkeit und Dispersion, mit einer monochromatischen „Homogenität“ von der Ordnung einer Ångströmeinheit. Der von der Firma C. ZEISS gebaute Autokollimator hat ein Öffnungsverhältnis 1 : 4 (Brennweite 260 mm, Objektivöffnung 65 mm) und trägt zwei Halbprismen von 30° und ein oder zwei — bzw. gar keine — Vollprismen von 60° aus schwerstem Flint ($n_D = 1{,}794$, $\Delta n = 0{,}031$ von C bis F); die „Dispersion“ über das ganze im Apparat sichtbare Sonnenspektrum beträgt über 50°. Die Bewegung des Prismensatzes erfolgt durch ein Zahnradgetriebe. Zum Schutze des empfindlichen Glases befinden sich unter der Prismenkappe geeignete Chemikalien. Bei Arbeiten im Ultraviolett wird das dreiteilige Objektiv ersetzt durch einen ebenfalls dreigliedrigen Quarz-Fluorit-Achromat und werden zwei CORNUsche Quarzhalbprismen verwandt; die Reflexionen finden dann an Spiegelmagnalium statt.

Die auflösende Kraft beträgt im Gelbgrünen rund 65000. Im Helium-Emissionsspektrum wurde die Linie bei 587 mit genügender Vergrößerung deutlich doppelt gesehen; im Sonnenspektrum wurden die Baryumlinie bei 493, die Eisenlinien bei 496, 517 (b_3) und 527 getrennt. Im Violett ist die Dehnung des Spektrums fast gleich derjenigen des ROWLAND-Gitters des hiesigen Universitätsinstituts, im Rot naturgemäß erheblich geringer.

---

[1]) Ausführliche Beschreibung erfolgt in der ZS. f. Instrk.



Das dem Austrittsspalt zu entnehmende stark vertikal polarisierte Licht läßt sich in weitgehender Homogenität erhalten und eignet sich besonders zur Beleuchtung lichtschwacher Polarisationsvorrichtungen und zur Durchleuchtung absorbierender Präparate.

2. Geradsichtiger lichtstarker Monochromator. In vielen Fällen ist große Dispersion, wie diejenige des vorstehend beschriebenen Apparates, überflüssig, wird aber dafür um so mehr Gewicht auf große Helligkeit bei unveränderlicher Richtung des ein- und austretenden Lichtbüschels gelegt. Im Jahre 1892 konstruierte ich einen einfachen Monochromator [1]), aus dem der vorliegende hervorgegangen ist. Die geradsichtige Anordnung bietet als Vorzüge Einfachheit, Symmetrie und gedrängten Bau; auch können die Spalte leicht in beliebiger Neigung zur Vertikalen benutzt werden. Das Prisma ist ein dreigliedriges mit einer Dispersion von etwa $3{,}5^0$ über das sichtbare Spektrum. Die Objektive sind dreiteilige STEINHEILsche mit dem Öffnungsverhältnis 1:4. Die Eintrittslinse ist mit der Prismenfassung starr verbunden, welche sich um kräftige Zapfen dreht, derart, daß die Drehachse mitten in der Austrittsprismenfläche liegt; die Drehung erfolgt mittels Mikrometerschraube. Das Austrittsobjektiv ist mit innerem Auszug versehen, um restierende chromatische Fehler auszugleichen. Die beiden Spalte sind bilateral, ihre Breite ablesbar.

Das ganze optische System ist starr in einem sich an beiden Enden verjüngenden Rohre befestigt; dieses kann nun in jeder beliebigen Lage der Spaltrichtung wie der Längsachse benutzt und fixiert werden. Für den gewöhnlichen Gebrauch ist ein passendes Stativ vorgesehen; das ganze Instrument ist eisenfrei. Zur Auswertung dient das Sonnenspektrum oder dasjenige der bekannten Helium-Wasserstoff-Quecksilberrohre.

Die auflösende Kraft des Prismas liegt zwischen 3000 und 4000. Dementsprechend werden die D-Linien noch glatt getrennt; ebenso im Sonnenspektrum die Eisenlinien bei 542 und 545.

Im Blaugrün entsprechen etwa drei Trommelteile der Mikrometerschraube einer Wellenlängendifferenz von $1\,\mu\mu$; die Hellig-

---

[1]) Vgl. FRANZ BRAUN, Diss. Berlin 1896.

keit ist eine sehr große; freilich muß der ganze Strahlengang durchweg der großen Divergenz angepaßt werden. Herr Dr. ELIAS hat mich bei der Umarbeitung und Erprobung dieses Monochromators in dankenswerter Weise unterstützt. Umgebaut wurde er in der Laboratoriumswerkstatt; die fernere Herstellung hat die Firma Franz Schmidt & Haensch übernommen.

3. Verbesserte Halbringelektromagnete. Der vor einem Jahrzehnt beschriebene Apparat[1]) wurde verbessert und den jetzigen Bedürfnissen angepaßt. Die Grundplatte ruht auf einem breiten Kugellager mit Teilkreis; auf ihr sind die beiden Stahlgußholme drehbar und verschiebbar; jeder entspricht etwa einem Drittel eines Toroids. Die Bohrungen sind konisch 1:5, so daß sie sich dem Strahlengang anpassen, welcher innerhalb des Eisens durch besondere Aussparungen möglichst kurz ist; dies erweist sich im Interesse der Helligkeit sehr erwünscht. Die Polenden der Holme sind mit Wasserspülung versehen. Die äußere Form der Wickelung ist nahezu zylindrisch; mit 5 Kilowatt erhält man 100 Kiloamperewindungen und beträgt die Stromwärme 1,2 Kilokalorie pro Sekunde. Die günstigste Gestalt der Polschuhe und Polspitzen wurde nochmals sorgfältig bestimmt, wobei Berechnung, Messung und mechanische Bearbeitung Hand in Hand gingen. In die konischen Bohrungen können massive oder keilförmig geschlitzte Kerne passend eingefügt werden.

Mit Stirnflächen von 3,6 [6] mm Durchmesser und etwa 1 mm Abstand wurde so ein Feld von 50 [47] Kilogauß erhalten, bei einer Erregung von im ganzen 125 Kiloamperewindungen. Dieser große Elektromagnet besteht aus drei je etwa 100 kg schweren Einzelteilen und wird wie bisher von der Firma Hartmann & Braun gebaut.

Ein kleineres, etwa $^3/_3$ linear reduziertes Modell wiegt insgesamt nur 33 kg; die mit Wulst versehenen Polspitzen sind hier an die Holme angegossen. Mit Stirnflächen von 3,6 [6] mm und dem gleichen Abstand von 1 mm ergab sich hier 34 [32] Kilogauß bei einer Erregung von nur 25 Kiloamperewindungen.

Herrn Prof. K. HONDA bin ich für seine Hilfe bei den vielen Feldmessungen zu Dank verpflichtet.

---

[1]) H. DU BOIS, Verh. d. phys. Ges. zu Berlin **17**, 99, 1898.

4. Magnetooptisch inaktive und negativ drehende Gläser (gemeinsam mit G. J. ELIAS). Das Verhalten inaktiver wässeriger Cerchloridlösungen wurde früher untersucht [1]). Als nun die Firma C. ZEISS uns einige — auch Didym enthaltende — Ceritborosilikat-Kronglasproben freundlichst zur Verfügung stellte, lag es nahe, sie nach dieser Richtung hin zu prüfen. Durch Interpolation ergab sich, daß ein 20 proz. Ceritglas für gelbes Licht inaktiv sein würde; ein 25 proz. (V. S. 3525) ergab bereits negative Drehung. Solche Gläser könnten sich bei manchen Versuchsanordnungen wohl nützlich erweisen.

---

[1]) H. DU BOIS, Wied. Ann. 35, 165, 1888.

Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom; von H. Barkhausen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. November 1909.)

(Vgl. oben S. 662.)

Auf dem Salzburger Naturforschertage bemerkte ich in der Diskussion zu dem Vortrage des Herrn v. GEITLER „Über die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte“, daß eine Erzeugung von Gleichstrom allein durch Änderung der Induktivität des Stromkreises nicht stattfinden könne[1]. In einer früheren Arbeit über ein ähnliches Problem habe ich nämlich die beiden Sätze abgeleitet[2]:

„In einem stromdurchflossenen veränderlichen OHMschen Widerstande kann außer einer Wärmeentwickelung nur ein Austausch der Energie von Gleich- und Wechselstrom stattfinden.“

„In einer stromdurchflossenen veränderlichen Induktion oder Kapazität kann außer einer Wärmeentwickelung nur ein Austausch von mechanischer mit Wechselstromenergie stattfinden.“

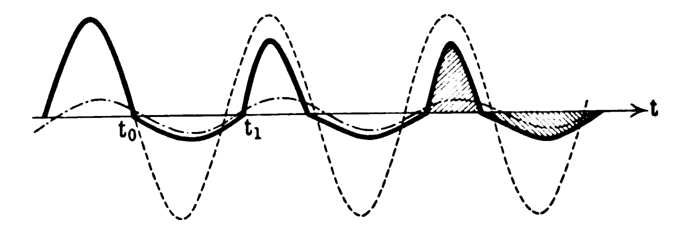
Daraus folgt, daß zur Erzeugung von Gleichstrom aus Wechselstrom die Änderung eines OHMschen Widerstandes notwendig ist. Ohne diese, allein durch Änderung der Induktivität oder Kapazität läßt sich eine Umwandlung von Wechsel- in Gleichstrom oder umgekehrt nicht erzielen.

---

[1] Vgl. diese Verh. 11, 446, 1909, Anm.

[2] H. BARKHAUSEN, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907. (Verlag von S. Hirzel, Leipzig.) S. 13 und 16.

Später teilte mir Herr v. GEITLER brieflich ein eigenartiges Paradoxon mit, das dieser Theorie zu widersprechen scheint. Man schalte eine Drosselspule an eine rein periodische elektromotorische Kraft, etwa ein Wechselstromnetz, an. Es fließt dann ein reiner Wechselstrom durch die Drosselspule. Nun vergrößere man immer die Selbstinduktion, wenn der Strom negativ wird, während man in der anderen Phase, wo der Strom positiv wird, die Selbstinduktion wieder verringert. Dies läßt sich praktisch z. B. dadurch verwirklichen, daß man periodisch einen Eisenkern in die Spule hineintaucht und wieder herauszieht, und zwar in der Periode des Wechselstromes. Durch einen Synchronmotor oder dergleichen läßt sich das leicht ausführen. Dann wird der Strom in der negativen Phase immer bedeutend stärker abgedrosselt als in der



positiven, und es hat den Anschein, als ob dadurch aus dem reinen Wechselstrom ein solcher mit einer positiven Gleichstrombeimischung werden müßte.

Es ist wohl schon öfters versucht worden, auf diese Weise eine Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom zu bewerkstelligen. Sie hätte technisch den großen Vorzug, daß sie die unsicheren „veränderlichen OHMschen Widerstände", wie Lichtbögen oder Kontakte, vermeidet. Leider ist dies theoretisch unmöglich.

Wie in dem obigen Falle durch die Spule ein reiner Wechselstrom ohne Gleichstrombeimischung fließen kann, läßt sich durch eine graphische Konstruktion leicht veranschaulichen. Der Einfachheit halber sei angenommen, daß der Eisenkern immer gerade in die Spule hineingestoßen und herausgezogen werde, wenn der Strom durch Null geht. Das Eisen ist dann ganz unmagnetisch und es entstehen keine Induktionserscheinungen durch seine Be-

wegung, die im anderen Falle die Konstruktion erheblich komplizieren würden, ohne wesentlich anderes zu liefern.

In der Figur bedeute die punktierte Kurve den Stromverlauf, wenn sich der Eisenkern dauernd außerhalb der Spule, die strichpunktierte Kurve, wenn er sich dauernd in der Spule befände. Letztere besitzt, entsprechend der höheren Selbstinduktion, eine geringere Amplitude und eine Phasenverzögerung gegen erstere. Diese Phasenverzögerung ist der Punkt, der bei der ersten Betrachtung nicht berücksichtigt wurde. Wenn jetzt nämlich zur Zeit t_0 der Strom der eisenlosen Spule Null wird und der Eisenkern hineingeschoben wird, kann der Strom nicht die strichpunktierte Kurve beschreiben, da der Anfangswert ein anderer ist. Er wird vielmehr in einer Kurve verlaufen, die zur strichpunktierten in dem mit der Zeit t abnehmenden Abstand $Ae^{-\frac{W}{L}t}$ verläuft, wenn A der anfängliche Abstand zur Zeit $t = 0$ ist. Dieser Verlauf ist durch die ausgezogene Kurve bezeichnet. Zur Zeit t_1 geht der Strom wieder durch Null. Er kann hier wieder den Verlauf der punktierten Kurve wegen des anderen Anfangszustandes nicht einhalten, sondern nähert sich diesem wieder exponentiell an. Man erkennt, wie man bei weiterer Fortsetzung dieser Konstruktion die ausgezogene Stromkurve erhält, die aus einer kürzeren positiven Phase mit hoher Amplitude und einer längeren negativen Phase mit niedriger Amplitude besteht, und daß es nicht unwahrscheinlich ist, daß die von beiden Phasen eingeschlossenen, in der Figur schraffierten Flächen gleich groß sind, wie die Theorie es fordert.

Würde man das verschieden starke Abdrosseln der positiven und negativen Phase in gleicher Weise durch periodisches Zu- und Abschalten von Ohmschen Widerständen oder von Drosselspulen bewirken, wobei bei letzteren der Ohmsche Widerstand in gleichem Verhältnis wie die Selbstinduktion sich änderte, so würde der Strom dauernd den in der positiven Phase aus der punktierten Kurve, in der negativen aus der strichpunktierten sich zusammensetzenden Verlauf beibehalten, da wegen des Fehlens der Phasenverschiebung beide Kurven sich auf der Abszissenachse aneinander anschließen. Es würde also entsprechend den vorhandenen veränderlichen Ohmschen Widerständen dann in der

Tat ein Gleichstrom entstehen. — In dem erstgenannten Falle wäre beim Widerstande Null auch keine Phasenverschiebung der beiden Kurven vorhanden. Beim Widerstande Null ist aber der Gleichstrom unbestimmt, von beliebiger Größe, indem jeder anfänglich vorhandene Gleichstrom von selbst dauernd weiter fließen würde, ein Fall, der in der Theorie ausdrücklich ausgenommen ist.

Der lichtelektrische Effekt der Alkalimetalle im polarisierten Licht in seiner Abhängigkeit von der Wellenlänge;

von Robert Pohl.

(Eingegangen am 30. November 1909.)
(Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Dezember 1909.)
(Vgl. oben S. 705.)

Kürzlich konnte ich zeigen[1]), daß die Ausnahmestellung der Alkalimetalle in ihrem lichtelektrischen Effekt im polarisierten Licht nicht durch den flüssigen Aggregatzustand, in dem sie ELSTER und GEITEL[2]) untersucht haben, erklärt werden kann. Denn Quecksilber ergab im Ultravioletten durchaus das Verhalten der festen für kurze Wellen empfindlichen Metalle: Die Zahl der ausgesandten Elektronen ist nur insofern von der Orientierung des elektrischen Vektors abhängig, als diese die Absorption des Lichtes bedingt, und die Lage des Vektors in der Einfallsebene ist nicht vor der zu ihr senkrechten ausgezeichnet[3]). — Ich habe nunmehr versucht, den Unterschied zwischen den Metallen der Alkaligruppe und den übrigen mit der verschiedenen Größe der erregenden Wellenlängen in Zusammenhang zu bringen und habe zu diesem Zwecke flüssige Alkalioberflächen in den verschiedenen Spektralbezirken einer Quecksilberhochdrucklampe beobachtet. Die erhaltenen Ergebnisse teile ich im folgenden mit.

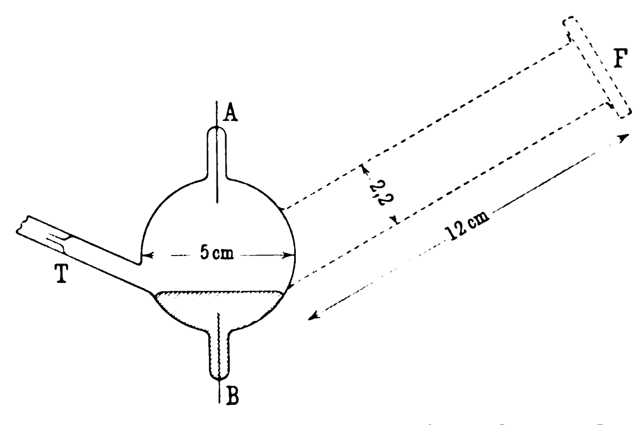
I. Versuchsanordnung.

Die optisch spiegelnde Alkalioberfläche bestand aus der flüssigen K-Na-Legierung[4]) in angenähert molekularem Verhältnis. Es wurden zwei lichtelektrische Zellen verwandt. Nr. 1 zeigte die in

---

[1]) R. POHL, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 609, 1909.
[2]) J. ELSTER u. H. GEITEL, u. a. Wied. Ann. **61**, 445, 1897; Phys. ZS. **10**, 457. 1909.
[3]) R. POHL, Verh. d. D. Phys. Ges. S. 339—359, 1909.
[4]) M. R. WAGNER, Ann. chim. phys. **36**, 246, 1852.

der Figur skizzierte Kugelform, Nr. 2 trug außerdem den punktiert gezeichneten Stutzen mit angeschliffenem Flansch F, und besaß ferner auch als fertige Zelle eine dauernde Verbindung T mit einem Trichterrohr, wie es ELSTER und GEITEL zum Reinigen und Erneuern der Oberfläche angegeben haben. Die Zelle Nr. 1 war im Jahre 1906 von DEMBER[1]) hergestellt und enthielt ursprünglich Argon von einigen Zehnteln Millimetern Druck. Ihre Metalloberfläche war noch völlig einwandfrei, die Legierung haftete nicht am Glase, sondern gab am Rande eine konvexe Krümmung der Oberfläche. Die Zelle Nr. 2 trug auf dem Flansch ein Fenster aus 3 mm dickem amorphen Quarz. Das Fenster war, nach vielen anderen Versuchen,



mit weißem Siegellack aufgekittet. Mit Hinsicht auf den neuerdings diskutierten[2]) Einfluß des Kittes ist zu erwähnen, daß sich innerhalb der Versuchsdauer kein störender Einfluß von Dämpfen der organischen Substanz auf die Legierung zeigte. Die Oberfläche blieb ein hochglänzender Spiegel, der einfallendes Licht nur in der Einfallsebene reflektierte und außerhalb von dieser durch keine Spur diffusen Lichtes die Stelle erkennen ließ, an der das Licht auf die Oberfläche auffiel. Auch rief eine Erneuerung der Oberfläche durch Umgießen in das Trichterrohr keine Änderung des lichtelektrischen Stromes hervor. Die Zelle Nr. 2 enthielt Wasserstoff von einigen Hundersteln Millimetern Druck.

---

[1]) H. DEMBER, Ann. d. Phys. (4) 20, 379, 1906.
[2]) W. HALLWACHS u. J. ELSTER, Phys. ZS. 10, 851 ff., 1909.

In beiden Zellen wurde nicht die Selbstaufladung im polarisierten Lichte untersucht, die ein Elektrometer von wenigen Centimetern Kapazität[1]) verlangt, sondern die Größe des Stromes, der das Gas der Zelle bei Anwendung beschleunigender Potentiale durchfließt. Auf das Verhältnis der in den beiden Hauptlagen des elektrischen Vektors durch das Licht erzeugten bzw. ausgelösten Ströme ist die Anwesenheit des Gases nach ELSTER und GEITEL[2]) ebenso ohne Einfluß wie der Betrag des an die Elektrode A angelegten Potentials.

Zur Herstellung des polarisierten Lichtes diente die für die Versuche am Quecksilber auf S. 610, Fig. 1 beschriebene Anordnung, d. h. eine Hg-Hochdrucklampe und ein Quarzprisma nach ROCHON mit Wasserkittung. — Bei einzelnen Versuchen wurde auch das Licht einer Nernstlampe und ein Nicol benutzt.

Um in weiten Grenzen von der Lichtintensität unabhängig zu sein, wurden die lichtelektrischen Ströme elektrometrisch durch ein Quadrantelektrometer an den Enden eines Luftwiderstandes nach BRONSON bestimmt. Die Voltempfindlichkeit betrug je nach der Nadelladung von 20, 40 oder 80 Volt bei guter Proportionalität längs der Skala 2, 1,4 und $0{,}72 \cdot 10^{-2}$ Volt/cm.

Der Widerstand nach BRONSON ergab sich aus dem Spannungsabfall eines $5 \cdot 10^{-2}$ M.-F.-Kondensators in folgender Abhängigkeit von den angelegten Spannungen:

Tabelle I.

Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden des Widerstandes:					
1,68—0,84	0,84—0,42	0,42—0,21	0,21—0,105	0,105—0,052	0,052—0,026 Volt.
Widerstand in 10^9 Ω:					
7,6	7,4	7,1	6,8	6,2	5,8

Alle Stromangaben im folgenden sind gemäß dieser Tabelle berechnet.

Zur Trennung der einzelnen Spektralbezirke dienten nachstehende Filter, die vor dem Polarisator in den Strahlengang eingeschaltet wurden:

---

[1]) J. ELSTER u. H. GEITEL, Phys. ZS. 10, 664, 1909.
[2]) Phys. ZS. 10, 457, 1909.

λ = 600—180 $\mu\mu$ Quarz
λ = 600—300 „ Uviolglas
λ = 600—330 „ Fensterglas
λ = 600—350 „ Glimmer
λ = 600—390 „ ammoniakalische Umbelliferonlösung nach B. WALTER [1])
λ = 600—500, 340—330 } p-Nitrosodimethylanilin nach WOOD [2]) in Gelatine
λ = 430—390 Kobaltglas und Umbelliferon
λ = 430—330 Kobaltglas.

Ferner ermöglicht auch eine höhere Belastung der Hg-Lampe eine Verschiebung der maximalen Strahlungsintensität zu kürzeren Wellenlängen. Denn KÜCH und RETSCHINSKY [3]) haben gezeigt, daß die photoelektrisch an Aluminium gemessene Intensität der ultravioletten Strahlen hinter 300 $\mu\mu$ für die Belastung der Lampe von 173, 270 und 360 Watt im Verhältnis 1:2:4 vergrößert wird.

II. Beobachtungen an der Zelle aus Glas.

Bezeichnet man mit $\mathfrak{E}_p$ und $\mathfrak{E}_s$ die Größe des lichtelektrischen Stromes für den Fall, daß der elektrische Vektor in der Einfallsebene liegt, oder zu ihr senkrecht steht [4]), so finden ELSTER und GEITEL an K-Na-Legierung für $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$ Werte zwischen 12 und 50, wenn der Einfallswinkel 60° beträgt. Die Größe von $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$ hängt in noch unbekannter Weise von der Zusammensetzung der Legierung u. a. ab, übertrifft aber auf jeden Fall um ein Vielfaches die Werte zwischen 1 und 3, die ich früher gemäß der Lichtabsorption für die ultraviolett empfindlichen Metalle gefunden habe.

Im folgenden wird durchweg ein Einfallswinkel von 60° benutzt.

Tabelle II.

Nernstlampe und Nicol, Glaszelle I.

Nr.	Wellenlänge	An der Zelle Volt	Elektrometer-empfindlichkeit Volt/cm	$\mathfrak{E}_p$ Amp.	$\mathfrak{E}_s$ Amp.	$\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$
1	Freies Licht	120	1,4 . 10—2	9,4 . 10—11	9,4 . 10—12	10
2	$\lambda > 390\,\mu\mu$	480		7,0 . 10—11	6,3 . 10—12	11,1
3		120		4,2 . 10—11	4,2 . 10—12	10

[1]) B. WALTER, Ann. d. Phys. (4) 17, 369, Anmerkung, 1905.
[2]) R. WOOD, Phys. ZS. 4, 337, 1903; s. a. A. KALÄHNE, ebenda, 5, 415, 1904.
[3]) R. KÜCH u. T. RETSCHINSKY, Ann. d. Phys. (4) 20, 563, 1906.
[4]) Statt $\mathfrak{E}_p$ und $\mathfrak{E}_s$ habe ich früher, von der Lage der Polarisationsebene ausgehend, $\mathfrak{J}_s$ und $\mathfrak{J}_p$ geschrieben.

Demnach ergibt sich für das Licht der Nernstlampe in der Zelle 1 das Verhältnis $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s = 10$. Es handelt sich hier in der Hauptsache um sichtbares Licht. Denn 70 Proz. des Photoeffektes gehören den Wellenlängen $\lambda > 390\ \mu\mu$ an, da das Umbelliferon etwa 30 Proz. des Effektes fortnimmt, abgesehen natürlich von der Absorption des wasserhaltigen Glastroges. Doch entfallen auch diese 30 Proz. im wesentlichen auf Strahlen dicht hinter dem sichtbaren Gebiet, da die Energiekurve der Nernstlampe bereits im Violetten einen starken Abfall zeigt[1]).

Die dritte Tabelle gibt für dieselbe Zelle die Zahlen bei Bestrahlung mit einer schwach belasteten Quecksilberlampe.

Tabelle III.

Hg-Lampe 170 Watt, Glaszelle.

Nr.	Wellenlänge $\mu\mu$	An der Zelle Volt	Elektrometer-empfindlichkeit Volt/cm	$\mathfrak{E}_p$ Amp.	$\mathfrak{E}_s$ Amp.	$\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$
4	$\lambda > 390$	60	$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	$11{,}3 \cdot 10^{-11}$	$9{,}7 \cdot 10^{-12}$	11,6
5	600—330	60	$1{,}4 \cdot 10^{-2}$	$8{,}7 \cdot 10^{-11}$	$1{,}7 \cdot 10^{-11}$	5,1
6	430—330	60	$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	$5{,}2 \cdot 10^{-11}$	$1{,}1 \cdot 10^{-11}$	4,7
7	430—390	?	$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	$4{,}5 \cdot 10^{-11}$	$3{,}7 \cdot 10^{-12}$	12,1
8	600—330	60	$2 \quad \cdot 10^{-2}$	$8{,}5 \cdot 10^{-11}$	$1{,}7 \cdot 10^{-11}$	5,0
9	600—330	60	$1{,}7 \cdot 10^{-2}$	$8{,}5 \cdot 10^{-11}$	$1{,}8 \cdot 10^{-11}$	4,7
10	$\lambda > 390$	60	$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	$6{,}7 \cdot 10^{-11}$	$5{,}7 \cdot 10^{-12}$	11,7

Der Mittelwert von $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s = 11{,}8$ stimmt für das sichtbare Licht innerhalb der Fehlergrenzen mit dem an der Nernstlampe gefundenen Werte 10,6 überein. — Bei der Zulassung der kürzeren Wellen hingegen zwischen 390 und 330 $\mu\mu$ sinkt $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$ um mehr als 50 Proz.

Zur Tabelle III ist noch zu bemerken, daß ein Vergleich der Stromstärken in den einzelnen Versuchen nichts über die Verteilung der lichtelektrischen Wirkung auf die einzelnen Wellenlängen aussagt, da hierfür die zum Teil beträchtlichen Reflexionsverluste an den Filtern in Rechnung gesetzt werden müssen.

III. Beobachtungen an der Zelle mit Quarzfenster.

Die Messungen an der K-Na-Legierung hinter dem ultraviolettdurchlässigen Quarzfenster der Zelle 2 sind für drei ver-

[1]) Vgl. z. B. A. Pflüger, Ann. d. Phys. (4) 9, 185, 1902.

schiedene Belastungen der Hg-Lampe in der vierten Tabelle zusammengestellt.

Tabelle IV.

Zelle Nr. 2 mit Quarzfenster.

Nr.	Wellenlänge λ $\mu\mu$	An der Zelle Volt	Elektrometer-empfindlichkeit Volt/cm	$\mathfrak{E}_p$ Amp.	$\mathfrak{E}_s$ Amp.	$\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$
	Hg-Lampe 173 Watt; Energie für $\lambda < 300\,\mu\mu = 1$.					
11	600—390	70	$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	$4{,}4 \cdot 10^{-11}$	$2{,}6_5 \cdot 10^{-12}$	16,6
12	600—390 u. etwa 330	70	$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	$5{,}5 \cdot 10^{-11}$	$3{,}8 \cdot 10^{-12}$	14,5
13	600—180	70	$1{,}4 \cdot 10^{-2}$	$8{,}9 \cdot 10^{-11}$	$1{,}1_8 \cdot 10^{-11}$	7,5
	Hg-Lampe 270 Watt; Energie für $\lambda < 300\,\mu\mu = 2$.					
14	600—390	80	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$11{,}6 \cdot 10^{-11}$	$7{,}8 \cdot 10^{-12}$	15,0
15	600—350	67	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$10{,}8 \cdot 10^{-11}$	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$	10,8
16	600—500, 340—330	70	$1{,}4 \cdot 10^{-2}$	$8{,}7_5 \cdot 10^{-11}$	$1{,}0_4 \cdot 10^{-11}$	8,4
17	600—180	67	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$14{,}8 \cdot 10^{-11}$	$2{,}2_6 \cdot 10^{-11}$	6,5
	Hg-Lampe 360 Watt; Energie für $\lambda < 300\,\mu\mu = 4$.					
18	600—390	70	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$14 \cdot 10^{-11}$	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$	14
19	600—350	67	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$12 \cdot 10^{-11}$	$1{,}1 \cdot 10^{-11}$	11
20	600—330	59	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$12{,}1 \cdot 10^{-11}$	$1{,}3_5 \cdot 10^{-11}$	9
21	600—300	70	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$17{,}2 \cdot 10^{-11}$	$2{,}2 \cdot 10^{-11}$	7,8
22	600—180	59	$2{,}0 \cdot 10^{-2}$	$14{,}1 \cdot 10^{-11}$	$3{,}4 \cdot 10^{-11}$	4,1

Die Zahlen dieser Tabelle bedürfen nur geringer Erläuterung. Man sieht ohne weiteres, daß der für das sichtbare Licht erhaltene Wert von etwa 15 um so mehr heruntergeht, je mehr kurzwelliges Licht zur Erzeugung des lichtelektrischen Effektes zugelassen wird. Die Erniedrigung wächst sowohl mit zunehmender Durchlässigkeit der Filter für ultraviolette Strahlen, als auch mit der Vermehrung der Energie des kurzwelligen Lichtes durch steigende Belastung der Lampe. Und zwar ist diese Erniedrigung so beträchtlich, daß man für den Spektralbezirk, in dem die nur ultraviolett empfindlichen Metalle für $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$ Werte zwischen 1 und 3 ergeben, d. h. für $\lambda < 300\,\mu\mu$, auch für die Alkalilegierung einen Wert von der gleichen Größenordnung annehmen muß. Sonst dürften Unterschiede wie die zwischen den Versuchen 14 und 17 einerseits und 18 und 22 andererseits nicht zu erklären sein. Die Beobachtungen

führen damit zu dem Schluß, daß die ausgezeichnete Stellung des in der Einfallsebene schwingenden elektrischen Vektors für die Alkalimetalle im Ultraviolett verschwindet, und auch bei den Alkalimetallen im Ultravioletten nur die Unterschiede der Lichtabsorption in den beiden Hauptlagen des elektrischen Vektors für die Größe des lichtelektrischen Stromes bestimmend sind.

Man kann aus der Differenz der Ströme $\mathfrak{E}_p$ und $\mathfrak{E}_s$ für die verschiedenen Spektralbezirke den Wert $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s$ für das den beiden Beobachtungen nicht gemeinsame Spektralgebiet quantitativ auch nur der Größenordnung nach berechnen. Denn die einzelnen Horizontalreihen sind wegen der an die Zellen gelegten Spannungen und wegen der Reflexionsverluste an den Filterflächen nicht vergleichbar. Ferner wird die meist kleine Differenz mit dem Fehler beider Einzelbeobachtungen behaftet: So findet man aus den nach der Beschaffenheit der vorgesetzten Filter am ehesten vergleichbaren Messungen

20 und 22 für $\lambda = 330-180\ \mu\mu$ $\mathfrak{E}_p/\mathfrak{E}_s = 1,0$
15 „ 17 „ $\lambda = 350-180$ „ „ $= 3,2$

Zahlen, die für die kurzen Wellenlängen mehr als die Größenordnung geben, lassen sich mit der Filtermethode nicht erzielen. Einstweilen würde aber die Benutzung spektraler Zerlegung nicht weiter führen, weil auch die optischen Konstanten im Ultravioletten nicht bekannt sind und man auch hier fürs erste nach der Analogie mit den anderen Metallen nur die ungefähren Grenzen zwischen 1 und 3 angeben kann.

Bestimmte theoretische Vorstellungen über den Mechanismus des lichtelektrischen Effektes an den Alkalimetallen in verschiedenen Spektralbezirken möchte ich einstweilen dahingestellt sein lassen. Nur sei noch als auf eine wahrscheinliche Folgerung aus den beschriebenen Tatsachen darauf hingewiesen, daß im natürlichen Lichte von nicht senkrechter Inzidenz der lichtelektrische Effekt ein relatives Maximum hat, um dann im kurzwelligen Spektralgebiete genau so ständig anzusteigen, wie es an den übrigen Metallen gefunden ist. Der mit wachsender Wellenlänge erst gemeinsam fallende Photoeffekt für beide Hauptlagen des elektrischen Vektors und der dann bei langen Wellen ansteigende Effekt für den in der Einfallsebene schwingenden Vektor scheint mir die abweichenden Befunde von Elster und

GEITEL[1]) sowie J. BRAUN[2]) einerseits und von HALLWACHS[3]) andererseits erklären zu können. Über Versuche in dieser Richtung werden Herr P. PRINGSHEIM und ich demnächst berichten.

Zusammenfassung:

Vorliegende Arbeit versucht den Nachweis zu bringen, daß die Alkalimetalle sich im Gebiete der kurzwelligen ultravioletten Strahlen im polarisierten Lichte lichtelektrisch gleich den übrigen Metallen verhalten, und die Vorzugsstellung des in der Einfallsebene schwingenden elektrischen Vektors nur auf die sichtbaren und die diesen benachbarten Wellenlängen beschränkt ist.

---

[1]) J. ELSTER u. H. GEITEL, Wied. Ann. 52, 433, 1894.
[2]) J. BRAUN, Dissertation. Bonn 1906.
[3]) W. HALLWACHS, Phys. ZS. 10, 849, 1909.

Berlin, Physik. Institut der Universität, November 1909.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

11. Jahrg. 30. Dezember 1909. Nr. 24.

Sitzung vom 17. Dezember 1909.

Vorsitzender: Hr. H. Rubens.

Hr. **R. Ladenburg** berichtet
über die Emission und Absorption von Spektrallinien.

Ferner spricht Hr. **H. v. Wartenberg**
1. über optische Konstanten von Metallen,
2. über die Messung der Schmelztemperatur blanker Metalle.

Zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft hat Hr. **O. Lummer** eine Mitteilung von Hrn. **Walther Jacobi:** Über Anomalien bei der Umkehrung der Natriumlinien übersandt.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Dr. O. Bernhard, Berlin W, Keithstr. 1.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. Byk.)

Die Pendelung der Geschosse;
von F. Neesen.

Hierzu eine Tafel (Fig. 1).

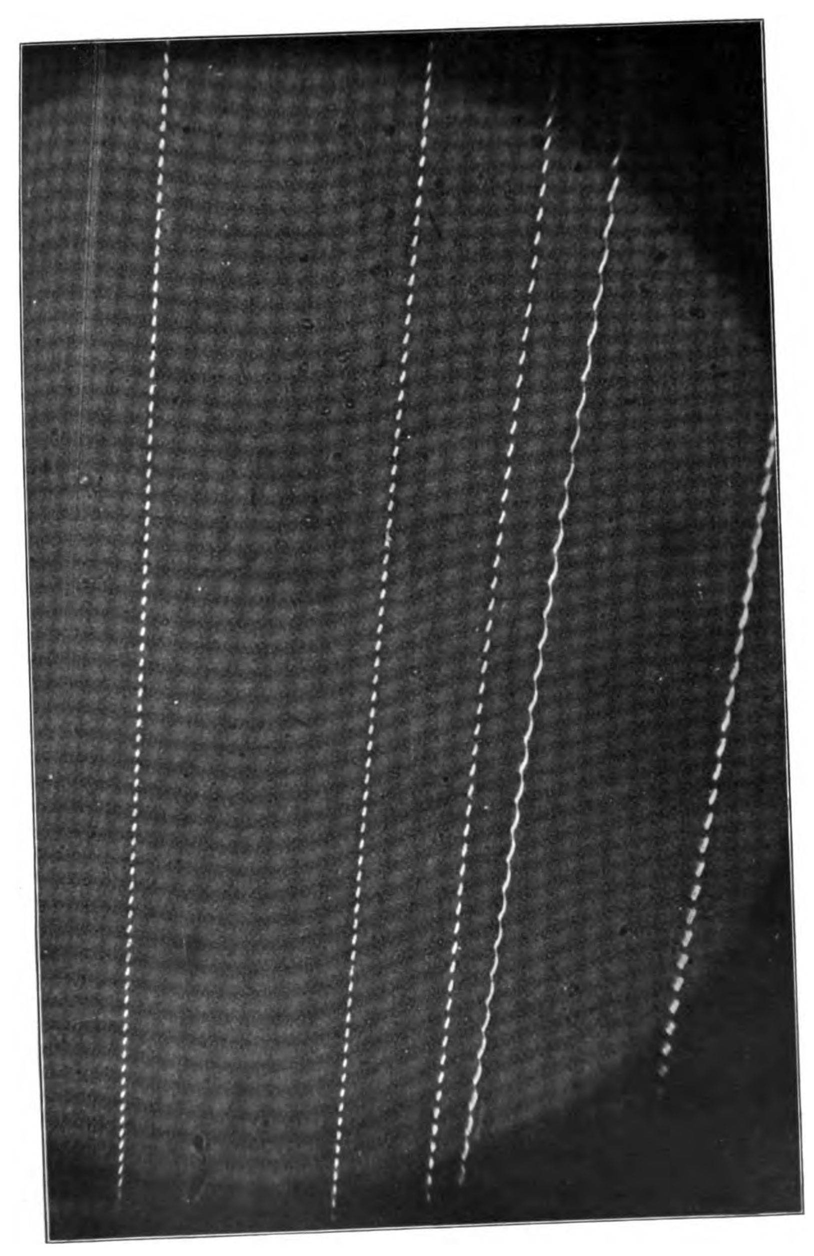
(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Dezember 1909.)

(Vgl. oben S. 705.)

Die Pendelung der Geschosse, die Präzessionsbewegung der letzteren unter Einwirkung des Luftwiderstandes, ist für die Flugbahn von fundamentaler Bedeutung. Über die Ursache derselben herrscht kein Zweifel mehr, über ihren Betrag und ihre Dauer hat man aber, abgesehen von dem Anfangsstück der Bahn, nur Vermutungen, die in ihren Ergebnissen weit auseinandergehen. Daher muß jede neue Quelle, aus welcher wirkliche Erfahrungen über den Verlauf der Pendelung geschöpft werden können, von Wert sein. Eine solche wird durch die Photographie leuchtender Geschosse aufgeschlossen. Es ist von mir in diesen Verhandl. 5, 110, 1903 schon auf eine Art aufmerksam gemacht, in welcher diese Quelle verwendet werden kann. Die neuen Versuche der Firma KRUPP, von denen in diesen Verhandl. **11**, 441 u. 442, 1909 Zeichnungen gegeben sind, weisen, wie am Ende der Notiz angedeutet ist, auf einen anderen ergiebigeren Weg. Fig. 1 zeigt in vergrößertem Maßstabe einen Teil der dort gegebenen Fig. 2. Fig. 1 zeigt, daß sich das Verhältnis zwischen der Länge der hellen Striche zu der Länge der dunkelgebliebenen Strecke regelmäßig ändert. Der Grund hierzu liegt in einer Veränderung der Geschoßstellung.

Abgesehen von ganz besonderen Lagen der Geschoßachse zum aufnehmenden photographischen Apparat, der im folgenden kurz durch seine Platte bezeichnet werden soll, muß stets das Bild der dem Geschoß entströmenden Magnesiumflamme für einen Teil der Umdrehung verschwinden wegen Abdeckung durch den Körper des Geschosses. Die Breite dieses Schattenraumes wird unter anderem von der Stellung der Geschoßachse abhängen, so daß von jener auf diese geschlossen werden kann. Kehren somit gleiche oder ähnliche Lagen wieder, wie es bei der Pendelung der Fall

Fig. 1.



Verhandlungen der Deutsch. Phys. Ges. 1909.
Art. Neesen.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Die Pendelung der Geschosse;
von F. Neesen.

Hierzu eine Tafel (Fig. 1).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Dezember 1909.)

(Vgl. oben S. 705.)

Die Pendelung der Geschosse, die Präzessionsbewegung der letzteren unter Einwirkung des Luftwiderstandes, ist für die Flugbahn von fundamentaler Bedeutung. Über die Ursache derselben herrscht kein Zweifel mehr, über ihren Betrag und ihre Dauer hat man aber, abgesehen von dem Anfangsstück der Bahn, nur Vermutungen, die in ihren Ergebnissen weit auseinandergehen. Daher muß jede neue Quelle, aus welcher wirkliche Erfahrungen über den Verlauf der Pendelung geschöpft werden können, von Wert sein. Eine solche wird durch die Photographie leuchtender Geschosse aufgeschlossen. Es ist von mir in diesen Verhandl. 5, 110, 1903 schon auf eine Art aufmerksam gemacht, in welcher diese Quelle verwendet werden kann. Die neuen Versuche der Firma Krupp, von denen in diesen Verhandl. **11**, 441 u. 442, 1909 Zeichnungen gegeben sind, weisen, wie am Ende der Notiz angedeutet ist, auf einen anderen ergiebigeren Weg. Fig. 1 zeigt in vergrößertem Maßstabe einen Teil der dort gegebenen Fig. 2. Fig. 1 zeigt, daß sich das Verhältnis zwischen der Länge der hellen Striche zu der Länge der dunkelgebliebenen Strecke regelmäßig ändert. Der Grund hierzu liegt in einer Veränderung der Geschoßstellung.

Abgesehen von ganz besonderen Lagen der Geschoßachse zum aufnehmenden photographischen Apparat, der im folgenden kurz durch seine Platte bezeichnet werden soll, muß stets das Bild der dem Geschoß entströmenden Magnesiumflamme für einen Teil der Umdrehung verschwinden wegen Abdeckung durch den Körper des Geschosses. Die Breite dieses Schattenraumes wird unter anderem von der Stellung der Geschoßachse abhängen, so daß von jener auf diese geschlossen werden kann. Kehren somit gleiche oder ähnliche Lagen wieder, wie es bei der Pendelung der Fall

Fig. 1.



Verhandlungen der Deutsch. Phys. Ges. 1909.
Art. Neesen.

Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

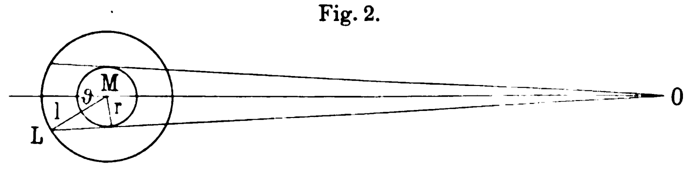
sein muß, so sind bei genügender Ausdehnung des beobachteten Stückes regelmäßig wiederkehrende Vergrößerungen und Verringerungen des Schattenraumes zu erwarten. Es werden diese Änderungen dadurch verwickelt, daß auf die Ausdehnung des Schattenraumes außerdem noch einwirken 1. die Höhe und Breite der Magnesiumflamme, 2. die Entfernung des Geschosses von der Platte, 3. die Änderung der Bahntangente.

Die im nachstehenden gegebenen Beziehungen zeigen, daß Umstand 2 nicht in Frage kommt. Der erstgenannte Einfluß darf wohl bei der Kürze der Zeit als konstant angesehen werden, wenn nicht etwa die Zeichnungen am Ende oder am Beginn der Entzündung des Leuchtsatzes gemacht werden, wie das offenbar für den Anfang der Zeichnung bei 2 der dargestellten Schüsse der Fall war.

1. Berechnung des Schattenraumes.

Die Flammenerhebung über der Achse des Geschosses sei l. Der Geschoßradius r, der Ort der Platte werde mit O bezeichnet, der Schnitt der Flammenerstreckung mit der Geschoßachse sei M.

Fig. 2.



Der Schattenraum wird begrenzt von den durch O an die Geschoßwandung gelegten Tangentialebenen (Fig. 2). Ist die Spitze L der Flamme zwischen diesen, von der Platte aus gesehen, hinter dem Geschoß, so befindet sich O im Schatten. Sowie bei der Drehung des Geschosses L durch eine Tangentialebene hindurchgeht, beginnt die Belichtung. Eine einfache Berechnung ergibt für den halben Schattenwinkel folgenden Wert:

$$\sin\delta = \frac{r\sqrt{l^2 - r^2}}{l \,.\, OM \sin\gamma} + \frac{r}{l}, \qquad 1)$$

worin γ der Winkel zwischen OM und der Geschoßachse ist. Bei der Ableitung ist $\frac{r}{OM}$ gegen 1 vernachlässigt, was stets zulässig sein wird.

Auch in der vorstehenden Gleichung ist das erste Glied noch fortzulassen, da OM jedenfalls unverhältnismäßig größer als $\sqrt{l^2 - r^2}$ ist. Nur wenn $\sin\gamma$, also γ verschwindend klein wäre, das ist, wenn die Geschoßachse gerade in den Apparat hinein zeigte, könnte das Glied von Bedeutung sein. Eine solche Stellung wird nicht vorkommen. Demnach bleibt

$$\sin\delta = r/l. \qquad 2)$$

Die Breite des Schattenraumes ist somit bei gleichbleibendem r und l unabhängig von der Stellung des Geschosses zum Apparat; solange also die Lichtstrahlen zuerst längs des zylindrischen Teiles der Geschoßwand entlang gleiten, muß das Verhältnis von beleuchtetem und nicht beleuchtetem Teil der Zeichnung das gleiche sein.

Fallen dagegen die Strahlen von L nach O parallel dem konischen Kopfteil des Geschosses, so ändert sich r. Ist S die Geschoßspitze, r_1 der Radius des Kreises, welchen die gerade Kegelfläche, als welche die Spitze gedacht wird, aus dem durch M gehenden Querschnitt ausschneidet, so wird

$$\sin\delta = r_1\left(\frac{1}{l} - \frac{\operatorname{tg}\gamma}{MS}\right). \qquad 3)$$

Diese Beziehung gibt eine ausgesprochene Abhängigkeit des Schattenraumes von der Stellung der Geschoßachse.

In besonderen Fällen ist auch in dem deutlich begrenzten Schattenraume noch eine Lichtwirkung bemerkbar, wenn nämlich die Strahlen von L gerade über den Boden oder die Spitze des Geschosses fortgleiten, oder wenn die Flamme so breit ist, daß stets ein Teil derselben von O aus zu sehen ist. Drei der fünf Schüsse zeigen solche Fälle.

Änderungen in dem Winkel γ werden durch die Änderung der Flugbahntangente und durch die Pendelbewegung bewirkt. Je nach der Stellung der Achse für letztere, als welche im allgemeinen die Flugbahntangente angenommen wird, ist der Einfluß der Pendelbewegung sehr verschieden. Denn wenn z. B. nach Fig. 3 die Pendelungsachse senkrecht auf OM steht, wird bei der Stellung I der Strahl von L über die kegelförmige Spitze fortstreifen, bei der Stellung II über den zylindrischen Teil. Während des letzteren Teiles ist der Schattenwinkel ϑ konstant, so daß sich für die

Änderung desselben während einer Pendelung die in Fig. 3 gezeichnete Wellenlinie ergibt.

Ist dagegen die Pendelungsachse gerade auf den Apparat hingerichtet, dann bleibt nach Fig. 4 der Schattenwinkel ϑ während der ganzen Pendelung konstant, weil γ denselben Wert behält. Er hat durchweg einen dem Minimum in Fig. 3 entsprechenden Wert.

Bei einer Zwischenlage muß die Breite des Rückens nach Fig. 3 mehr und mehr abnehmen. Da die Flugbahntangente von

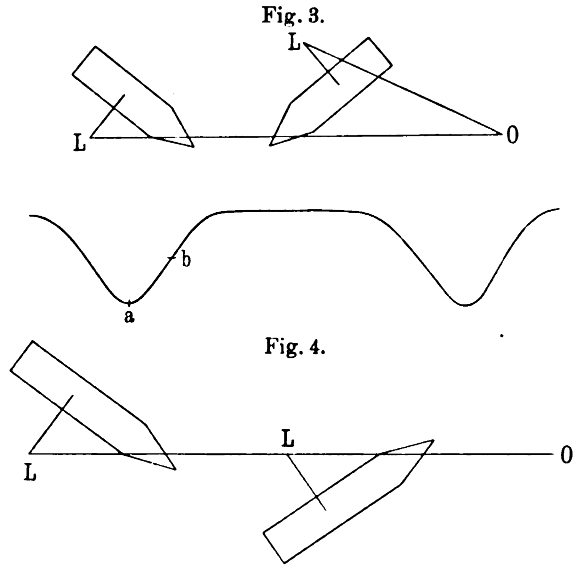


Fig. 3.

Fig. 4.

der in Fig. 4 angenommenen Richtung stets sehr stark abweicht, muß man Änderungen erwarten, welche mehr Fig. 3 entsprechen.

2. Versuchsergebnisse.

Die fünf Schüsse waren aus einem Gebirgsgeschütz mit 7,5 cm Kaliber und einer Anfangsgeschwindigkeit von 303,1 m abgegeben. Die Abgangswinkel waren

$$17^{0}\,15', \quad 17^{0}\,55', \quad 18^{0}\,55', \quad 19^{0}\,46', \quad 19^{0}\,55'.$$

Die Schüsse wurden aufgenommen von zwei genau gleichen Apparaten, die vor dem Ziele in einer Entfernung von 47,28 m = 0,05 voneinander aufgestellt waren.

Die Einschlagsorte liegen 100 bis 400 m von den Apparaten entfernt.

Zur Bestimmung des Schattenwinkels ϑ wurden die Länge jedes Schattenstriches und die Entfernung der Mitten zweier benachbarter Striche gemessen. Das Verhältnis beider gibt ein Maß für den Schattenwinkel; letzterer ist um so kleiner, je kleiner dieses Verhältnis ist. Sehr bequem gestaltete sich diese Ausmessung bei Benutzung eines PULFRICHschen Stereokomparators.

Bei vier Schüssen zeigte sich ein Minimum des Schattenwinkels, und zwar an verschiedenen Stellen, bei einem ganz in der Nähe der Aufschlagstelle, bei anderen weiter weg.

Die Änderung selbst ist am besten aus den graphischen Darstellungen Fig. 5 und 6 zu ersehen für zwei dieser Schüsse. a gibt die Länge der hellen Striche, b die Entfernung der Mitten zweier benachbarter solcher Striche, c ist das Verhältnis b/a, also das Maß für den Schattenwinkel. Fig. 6 zeigt nur die Kurve c. Abszissen sind die Nummern der Umdrehungen, gerechnet von der beim Einschlag gemachten als 1. Ordinaten sind die Längen der Striche, bezüglich das Verhältnis b/a.

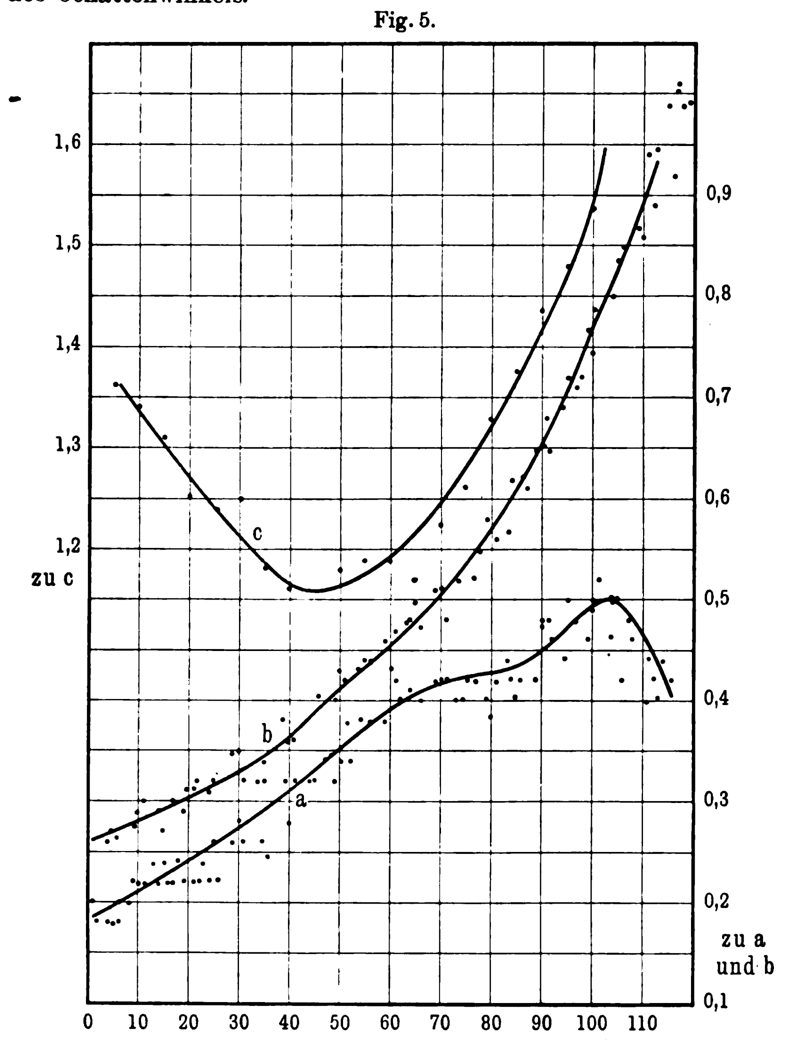
Die Längen in a ändern sich von 0,14 bis 0,6 mm. Grund zu dieser Änderung ist Verschiedenheit der Entfernung des Geschosses vom Apparat und die verschiedene Neigung der Geschoßbahn zur Linie zum Apparat. Da es sich hier um das Verhältnis zweier an demselben Orte liegender Strecken handelt, kommt diese Änderung für das zu berechnende Verhältnis a/b nicht in Betracht.

Bei der Kleinheit der Längen und dem Umstande, daß der Komparator nur auf 0,01 mm genau abzulesen gestattet, liegt es auf der Hand, daß erhebliche Schwankungen in allen drei Kurven um den wahrscheinlichen Mittelwert vorkommen. Doch ist die systematische Änderung in der Größe des Schattenwinkels (Kurve c) nicht zu verkennen.

Bei einem Schusse, Fig. 6, zeigen die Aufnahmen beider Apparate ein Maximum für ϑ, das sich in sanft ansteigender Weise vom Aufschlagsort bis etwa die 100. Umdrehung vorher erstreckt und dann rasch in ein Minimum übergeht, wie es nach Fig. 3 sein muß, abgesehen von dem ersten sanften Ansteigen. Das letztere scheint mir von der Veränderung der Bahntangente herzurühren, denn bei der Annäherung an den Aufschlagsort wird

dieselbe mehr vertikal, also der Winkel ihrer Richtung mit der Linie zum Apparat kleiner werden. Das bewirkt eine Abnahme des Schattenwinkels.

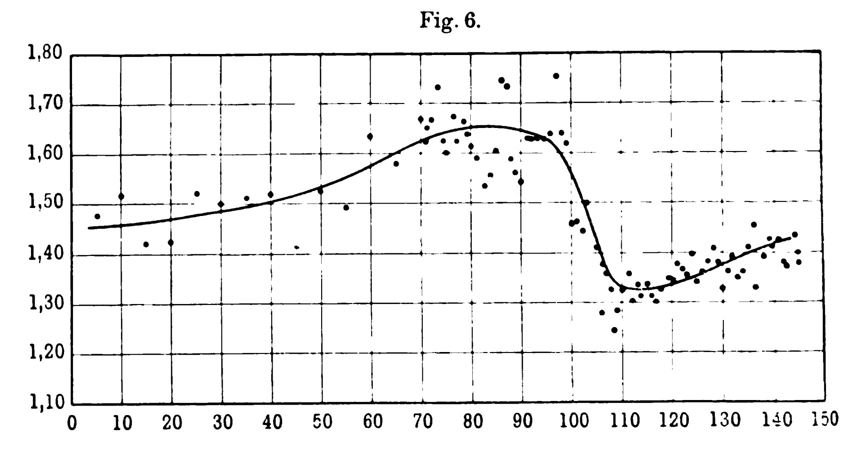
Fig. 5.



Bei keinem der Schüsse ist eine Wiederholung eines Minimums oder Maximums zu sehen, also auf den Ablauf einer ganzen Pendelung zu schließen. Die Zeichnungen bewegen sich somit in dem

Bereiche *a b*, Fig. 3. Da, wie schon oben erwähnt wurde, die größte Wahrscheinlichkeit dafür vorliegt, daß ein ausgesprochener Charakter nach Fig. 3 vorliegt, so kann wohl geschlossen werden, daß während des beobachteten Bahnteiles viel weniger als ein Viertel einer Pendelung gemacht ist, denn die vier erstgenannten Kurven zeigen noch nicht eine Annäherung an das Maximum. Nun sind bei dem einen Schusse 210 Umdrehungen beobachtet; aus dem Drall und der Anfangsgeschwindigkeit ergibt sich eine Umdrehungszahl von 161,7, rund 160 mit Berücksichtigung der Abnahme. Die 210 Umdrehungen werden somit in $\frac{210}{160} = 1{,}31$ Sek. gemacht. Die Dauer einer Pendelung ist demnach sicher größer als $4 \,.\, 1{,}31 = 5{,}24$ Sek. Herr CRANZ hatte die Freundlichkeit,

Fig. 6.



diese Dauer nach der Formel zu berechnen, die bis dahin wohl als die zuverlässigste gilt. Es ergab sich für das angewandte Geschoß nur 3 Sek., jedenfalls ein viel kleinerer Wert als der tatsächliche. Das ist nicht als Beweis gegen die verwandte Form aufzufassen, da bei Benutzung derselben das Widerstandsmoment der Luft einzusetzen ist und in diesem namentlich für den Arm des Momentes nur Vermutungen aufgestellt werden können. Daß aber in betreff des Momentenarmes nicht von vornherein zu vermutende Größen in Betracht kommen, zeigt der Umstand, daß das Geschoß von der Flugbahntangente, welche jedenfalls von dem Apparat abgerichtet war, sehr stark abweichen mußte, damit

die von L ausgehenden Strahlen längs des Kopfteiles des Geschosses gleitend zum Apparat gelangten.

Wenn die Berechnung zu kleine Werte gibt, so ist auf der anderen Seite die Änderung der Geschoßstellung so groß, daß Schätzungen, wonach auf die ganze Geschoßbahn nur eine halbe Pendelung kommen soll, sehr weit von der Wirklichkeit bleiben, denn der in den Zeichnungen erscheinende Teil der Flugbahn ist immerhin nur ein kleiner Teil der ganzen. Ich schätze, daß in den berechneten 1,31 Sek. etwa ein Sechstel der ganzen Pendelung zurückgelegt ist, so daß 7 bis 8 Sek. die Dauer einer Pendelung unter den damaligen Schußbedingungen wäre.

Es ist in dem Vorhergehenden eine Änderung der Länge l der Flammenhöhe zur Deutung der Veränderung des Schattenwinkels nicht herangezogen; die Versuche geben hierfür eine Rechtfertigung. Wenn nämlich eine Änderung von l entscheidend wäre, dann müßten die Zeichnungen der beiden verwandten Apparate an derselben Stelle der Schußbahn die auffälligen Züge in der Kurve e zeigen, das ist nicht der Fall. So tritt z. B. der scharfe Abfall vom Maximum für die eine Zeichnung bei der Umdrehung Nr. 100, für die andere bei der Umdrehung Nr. 80 ein. Die große Basis von 47 m erklärt aber eine solche, übrigens bei allen fünf Schüssen auftretende Verschiebung vollkommen für den Fall, daß in der Stellung der Geschoßachse der Grund liegt.

Den Einfluß der Flammenhöhe zeigt der Schuß Nr. 5. Hier sind die Linien am Beginn der Zeichnung, 100 m, sehr schwach ausgeprägt, die Längen der Striche sind im Gegensatz zu den anderen Schüssen im Beginn der Zeichnung kleiner als nachher. Die Zündung ist offenbar gerade vor Beginn der Aufnahme durch den Apparat erfolgt, so daß die Flamme zunächst geringe Höhe hatte. Demgemäß nimmt der Schattenwinkel auch außerordentlich hohe Werte an.

Die feinen hellen Striche, welche an dem Orte des Schattenminimums die einzelnen breiteren ohne Unterbrechung verbinden, rühren wohl von der Ausdehnung der Flamme her (s. oben, S. 726).

Die Bedeutung einer experimentellen Bestimmung der Pendelung für die Ballistik wird es wünschenswert erscheinen lassen, daß auch bloß mit Rücksicht auf diesen Punkt die Versuche mit Leuchtgeschossen ausgedehnt werden. Die auf 400 m erhaltenen

scharfen Zeichnungen lassen den Schluß zu, daß mit den Apparaten noch weiter weggegangen werden kann, so daß eine längere Strecke der Flugbahn erschlossen wird. Weiter ist es wünschenswert, daß neben dem Apparat vor dem Ziele noch einer hinter dem Ziele verwandt wird, weil dann für den einen die Achse der Pendelung auf diesen hin, für den anderen von demselben weg gerichtet ist. Die hierdurch bedingten Verschiedenheiten der Zeichnungen können wesentlich zur Klärung beitragen.

Mitgliederliste
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1909 verlor die Gesellschaft durch den Tod:
Prof. Dr. E. Aschkinass, Dr. O. Frölich, Dr. H. Hauswaldt, Prof. Dr. V. Kremser, Prof. Dr. O. E. Meyer, Bergrat von Rosenberg-Lipinsky, Prof. Dr. A. Sprung.

Am Ende des Jahres 1909 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr E. Altenkirch, Fredersdorf (Ostbahn), Waldstraße 1.
2. „ Dr. M. Altschul *), Wilmersdorf, Holsteinischestraße 45 a.
3. „ Dr. R. Apt, NW. 52, Lüneburgerstraße 25.
4. „ F. S. Archenhold, Treptow, Sternwarte, Köpenicker Landstraße 49.
5. „ cand. phil. Max Arndt, S. 59, Dieffenbachstraße 14.
6. „ Prof. Dr. H. Aron, W. 15, Kaiserallee 219/220.
7. „ Dr. L. Arons, NW. 23, Brückenallee 3.
8. „ Dr. Otto v. Baeyer, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
9. „ Dr. Karl Bangert, Halensee, Johann-Sigismundstraße 6.
10. „ Dr. H. Barkhausen, Charlottenburg 5, Spandauerstraße 17.
11. „ Ingenieur Heinz Bauer, W. 10, Lützowufer 2.
12. „ Dr. W. Bein, W. 15, Emserstraße 25.
13. „ Dr. G. Benischke, Groß-Lichterfelde W. 3, Holbeinstraße 25.
14. „ Prof. A. Berberich, SW. 68, Lindenstraße 91.
15. „ Dr. A. Berliner, W. 35, Lützowstraße 63.
16. „ Dr. O. Bernhard, W. 62, Keithstraße 1.
17. „ W. Biegon v. Czudnochowski, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 17.
18. „ Prof. Dr. E. Blasius, Charlottenburg 4, Schillerstraße 22.
19. „ Oberlehrer A. Blümel, SO. 16, Melchiorstraße 22.
20. „ H. Boas, O. 27, Krautstraße 52.
21. „ Dr. Günther Bode, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
22. „ Prof. Dr. R. Börnstein, Wilmersdorf, Landhausstraße 10.
23. „ Prof. Dr. H. Böttger, Grunewald, Trabenerstraße 21.
24. „ Prof. Dr. H. du Bois, NW. 40, Herwarthstraße 4.
25. „ A. du Bois-Reymond, SW. 13, Alexandrinenstraße 137.

---

*) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.

26. Herr Dr. E. Bollé, Charlottenburg 1, Cauerstraße 7.
27. „ Prof. Dr. F. Breisig, W. 15, Pfalzburgerstraße 71 a.
28. „ Dr. F. Bremer, Nikolassee (Wannseebahn), Villa Bremer.
29. „ Reg.-Rat Dr. W. Brix, Steglitz, Hohenzollernstraße 1.
30. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Halensee, Ringbahnstraße 111.
31. „ Prof. Dr. E. Budde, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 54.
32. „ Dr. Harry Bürger, Charlottenburg 1, Nonnendamm, Wernerwerk.
33. „ Oberlehrer Dr. Robert Burg, Friedenau, Friedrich-Wilhelmsplatz 13.
34. „ Dr. A. Byk, Charlottenburg 4, Mommsenstraße 43.
35. „ Prof. Dr. C. Cranz, Charlottenburg 2, Fasanenstraße 87.
36. „ Dr. Otto Curio, Schlachtensee, Victoriastraße 37.
37. „ cand. phil. Leo Diesener, S. 59, Am Urban 12/18.
38. „ Prof. Dr. H. Diesselhorst, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 8/12.
39. „ Dr. J. Disch, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12.
40. „ Prof. Dr. F. Dolezalek, Charlottenburg 1, Kaiser-Friedrichstraße 5.
41. „ Prof. Dr. B. Donath, Friedenau, Wilhelmshöherstraße 29.
42. „ Dr. A. Ebeling, Charlottenburg 5, Neue Kantstraße 3.
43. „ Dipl.-Ing. Kurt Eisenmann, N. 4, Chausseestraße 3.
44. „ Dr. G. J. Elias, NW. 40, Herwarthstraße 4.
45. „ Prof. Dr. Th. W. Engelmann, W. 15, Konsulatstraße 52.
46. „ F. Ernecke, Tempelhof, Ringbahnstraße 4.
47. „ Dr. A. Eucken, NW. 7, Bunsenstraße 1.
48. „ Prof. Dr. C. Färber, S. 53, Wilmsstraße 13.
49. „ Dr. Heinrich Fassbender, Charlottenburg 4, Kantstraße 96.
50. „ Dr. W. Felgentraeger, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstr. 27/28.
51. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 80 a.
52. „ Dr. R. Feustel, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
53. „ Dr. C. Fischer, NW. 5, Feldzeugmeisterstraße 4.
54. „ Ingenieur Florey, Tegel, Brunowstraße 31.
55. „ Dr. James Franck, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
56. „ Reg.-Rat Dr. A. Franke, SW. 29, Gneisenaustraße 30.
57. „ Dr. A. Franke, Grunewald, Brahmsstraße 15.
58. „ Dr. F. Frankenhäuser, Waidmannslust.
59. „ Oberlehrer Otto Freese, Pankow, Breitestraße 16.
60. „ Dr. G. A. Freund, NW. 7, Unter den Linden 69.
61. „ Dr. Hermann Fricke, Westend, Nußbaumallee 23.
62. Frl. Louise Friedburg, Wilmersdorf, Motzstraße 37.
63. Herr R. Fuess, Steglitz, Düntherstraße 8.
64. „ Dr. Robert Fürstenau, Charlottenburg 2, Uhlandstraße 18/19.
65. „ Dr. Georg Gehlhoff, Friedenau, Cranachstraße 20.
66. „ Prof. Dr. E. Gehrcke, SW. 47, Hornstraße 13.
67. „ Dr. H. Gerstmann, W. 15, Meierottostraße 4.
68. „ Dr. Bruno Glatzel, SW. 29, Gneisenaustraße 4.
69. „ Reg.-Rat Dr. A. Gleichen, S. 59, Freiligrathstraße 13.
70. „ Prof. Dr. F. Göpel, Charlottenburg 2, Guerickestraße 26.
71. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W. 50, Bambergerstraße 6.
72. „ Dr. A. Gradenwitz, W. 50, Regensburgerstraße 3.
73. „ Oberlehrer Willy Greinert, NO. 55, Prenzlauerallee 48.

74. Herr Dr. Fr. Grünbaum, Charlottenburg 1, Cauerstraße 35.
75. „ Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
76. „ Prof. Dr. L. Grunmach, Wilmersdorf, Tübingerstraße 4.
77. „ Prof. Dr. R. Güntsche, W. 30, Hohenstaufenstraße 7.
78. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 71.
79. „ W. Haensch, S. 53, Urbanstraße 185.
80. „ Prof. Dr. E. Haentzschel, W. 30, Gleditschstraße 43.
81. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
82. „ Prof. H. Hahn, Grunewald, Dachsberg 13.
83. „ Dr. O. Hahn, NW. 40, Platz vor dem neuen Tore 1a.
84. „ Werner Haken, Charlottenburg 2, Uhlandstraße 183.
85. „ Dr. F. Handke, N. 37, Lottumstraße 12.
86. „ Dr. O. Hauser, Friedenau, Taunusstraße 29.
87. „ Dr. W. Hechler, N. 39, Scharnhorststraße 26.
88. „ Carl Heiderich, Charlottenburg 2, Grolmannstraße 64.
89. „ P. Heitchen, Charlottenburg 4, Goethepark 13.
90. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W. 10, Margarethenstraße 2/3.
91. „ Dr. Fr. Henning, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
92. „ stud. phil. G. Hertz, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 63.
93. „ Dr. W. Heuse, W. 30, Landshuterstraße 25.
94. „ Prof. Dr. R. Heyne, W. 30, Zietenstraße 3.
95. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Wangenheimstraße 29.
96. „ Dr. Christ. von Hofe, Wilmersdorf, Hildegardstraße 24.
97. „ Prof. Dr. vom Hofe, Gr.-Lichterfelde, Ringstraße 104.
98. „ Dr. Fr. Hoffmann, W. 62, Nettelbeckstraße 21.
99. „ Dr. Willibald Hoffmann, Friedenau, Südwest-Corso 74.
100. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg 5, Friedrich-Karlplatz 15.
101. „ Oberlehrer Dr. K. Hollefreund, SW. 61, Großbeerenstraße 83.
102. „ Herbert Hollnagel, W. 30, Schwäbischestraße 25.
103. „ Dr. W. Howe, Westend, Kastanienallee 4.
104. „ Prof. Dr. A. Hupe, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 60.
105. „ Dr. Erich Hupka, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 42.
106. „ Dr. Erich F. Huth, W. 30, Landshuterstraße 9.
107. „ Dr. W. v. Ignatowsky, NW. 6, Luisenstraße 45.
108. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Lauterstraße 38.
109. „ Prof. Dr. E. Jahnke, W. 15, Pariserstraße 36.
110. „ Dr. Ludwig Janicki, Charlottenburg 1, Tegelerweg 4.
111. „ Prof. P. Johannesson, N. 58, Schönhauserallee 134.
112. „ Dr. Hans Jordan, Wilmersdorf, Hildegardstraße 17.
113. „ Geh. Reg.-Rat Dr. K. Kahle, Westend, Akazienallee 20.
114. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W. 15, Kostnitzerstraße 2.
115. „ Dr. Franz Kiebitz, Charlottenburg 5, Friedbergstraße 34.
116. „ Dr. Willy Kiesewetter, Tempelhof, Albrechtstraße 58.
117. „ Oberlehrer Dr. Kiessling, Tegel, Brunowstraße 10.
118. „ O. Kiewel, Nikolassee (Wannseebahn), Prinz-Friedrich-Leopoldstr. 26.
119. „ Dipl.-Ing. Dr. phil. Kock, Charlottenburg 5, Suarezstraße 40.
120. „ Dr. A. Koepsel, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 86.
121. „ Prof. Dr. F. Kötter, Charlottenburg 5, Oranienstraße 16.

122. Herr Dr. Fritz Kohlrausch, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 100.
123. „ Prof. Dr. M. Koppe, SO. 33, Schlesische Straße 18.
124. „ Prof. Dr. A. Korn, Wilmersdorf, Güntzelstraße 3.
125. „ Prof. Dr. G. Krech, W. 50, Ansbacherstraße 44/45.
126. „ Dr. H. Kreusler, Friedenau, Wilhelmshöherstraße 3.
127. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, Westend, Ulmenallee 28.
128. „ Oberlehrer Dr. P. Krüss, W. 64, Wilhelmstraße 68.
129. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, W. 15, Meinekestraße 5.
130. „ Prof. Dr. E. Lampe, W. 15, Fasanenstraße 64.
131. „ Prof. Dr. H. Landolt, W. 15, Kaiserallee 222.
132. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg 2, Schillerstraße 119.
133. „ Dr. W. Lanzrath, Charlottenburg 2, Leibnizstraße 104.
134. „ Dr. E. Lehmann, Charlottenburg 2, Techn. Hochschule.
135. „ Oberlehrer Dr. W. Leick, Groß-Lichterfelde 3, Roonstraße 22.
136. „ Dr. G. Leithäuser, Charlottenburg 1, Kaiserin-Augustaallee 1.
137. „ Ingenieur Otto Leppin, SO. 16, Engelufer 17.
138. „ Dr. E. Less, NW. 23, Bachstraße 11.
139. „ Dr. A. Lessing, W. 35, Potsdamerstraße 121 h.
140. „ Georg Levinthal, W. 62, Keithstraße 19.
141. „ Dr. L. Levy, W. 35, Steglitzerstraße 85.
142. „ Oberlehrer L. Lewent, W. 30, Motzstraße 87.
143. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, N. 4, Invalidenstraße 43.
144. „ Erik Liebreich, Charlottenburg 4, Sybelstraße 48.
145. „ Prof. Dr. St. Lindeck, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 61.
146. „ Dr. Rob. Lindemann, Charlottenburg 1, Lohmeyerstraße 9.
147. „ C. Lorenz, Aktiengesellschaft, SO. 26, Elisabethufer 5/6.
148. „ Reg.-Rat Dr. K. Luyken, Halensee, Westfälischestraße 35.
149. „ Dr. Karl Markau, Grunewald, Margarethenstraße 1.
150. „ Prof. Dr. F. F. Martens, NW. 23, Claudiusstraße 4.
151. „ Dr. O. Martienssen, W. 50, Würzburgerstraße 21.
152. „ Dr. W. Meissner, Charlottenburg 2, Goethestraße 80.
153. Frl. Dr. Lise Meitner, Charlottenburg 2, Kantstraße 141.
154. Herr Kapitän z. See a. D. A. Mensing, W. 62, Kurfürstenstraße 99.
155. „ Alfred Meyer, NO. 55, Raabestraße 7.
156. „ Reg.-Rat Dr. Ernst Meyer, Friedenau, Schmargendorferstraße 26.
157. „ Prof. Dr. Eugen Meyer, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 78.
158. „ Prof. Dr. Michaelis, W. 35, Derflingerstraße 17.
159. „ Prof. Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1 b.
160. „ Ministerialdirektor a. D. Dr. P. Micke, W. 9, Leipzigerplatz 14.
161. „ Prof. Dr. Miethe, Halensee, Halberstädterstraße 7.
162. „ Dr. H. G. Möller, Charlottenburg 2, Techn. Hochschule.
163. „ Prof. Dr. H. Munk, W. 10, Matthäikirchstraße 4.
164. „ Dr. R. Nahrwold, C. 19, Niederwallstraße 12.
165. „ Prof. Dr. Fr. Neesen, W. 50, Ansbacherstraße 31.
166. „ Prof. Dr. W. Nernst, W. 35, Am Karlsbad 26a.
167. „ Prof. Dr. E. Orlich, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12
168. „ Prof. Dr. R. Pictet, Wilmersdorf, Hildegardstraße 36.
169. „ Dr. M. v. Pirani, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 198.

170. Herr Prof. Dr. M. Planck, Grunewald, Wangenheimstraße 21.
171. „ Dr. Robert Pohl, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
172. „ Prof. Dr. F. Poske, Friedenau, Fregestraße 71.
173. „ Dr. P. Pringsheim, W. 64, Wilhelmstraße 67.
174. „ Dr. Walther Radeboldt, Wilmersdorf, Nassauische Straße 1.
175. „ Prof. Dr. A. Raps, Westend, Ulmenallee 14.
176. „ Obering. Dr. P. Rasehorn, Halensee, Joachim-Friedrichstraße.
177. „ Dr. Erich Regener, Wilmersdorf, Schrammstraße 4.
178. „ Fritz Reiche, W. 10, Bendlerstraße 35.
179. „ Prof. Dr. O. Reichel, W. 15, Kurfürstendamm 38/9.
180. „ Dr. O. Reichenheim, W. 62, Lützowufer 33.
181. „ Bodo Frhr. v. Reitzenstein, Friedenau, Levèvrestraße 7.
182. „ Dr. L. Rellstab, Südende, Bahnstraße 8.
183. „ Prof. Dr. E. Richter, Nikolassee, Von Luckstraße 19.
184. „ Dr. F. Ritter, Charlottenburg 1, Cauerstraße 35.
185. „ Dr. ing. W. Rogowski, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12.
186. „ Dr. H. Rohrbeck, Halensee, Auguste-Viktoriastraße 1.
187. „ K. Rottgardt, Charlottenburg 2, Herderstraße 11.
188. „ Prof. Dr. H. Rubens, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 16.
189. „ Rechtsanwalt Leo Schachtel, SW. 68, Wilhelmstraße 100.
190. „ Prof. Dr. G. Schafheitlin, W. 15, Schaperstraße 17.
191. „ Prof. Dr. Karl Scheel, Wilmersdorf, Güntzelstraße 43.
192. „ Dr. W. Scheffer, Wilmersdorf, Kaiserplatz 18.
193. „ Dr. E. Schenck, Charlottenburg 2, Schillerstraße 115.
194. „ Dr. H. Schering, Charlottenburg 1, Königin-Luisestraße 4.
195. „ Reg.-Rat Dr. Erich Schmidt, W. 15, Kurfürstendamm 58.
196. „ cand. phil. Hans Schmidt, Steglitz, Rothenburgstraße 25.
197. „ Oberlehrer Heinrich Schmidt, Pankow, Cavalierstraße 9.
198. „ Dr. O. Schönrock, NW. 87, Jagowstraße 10.
199. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestraße 34.
200. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg 1, Scharrenstraße 39.
201. „ Dr. W. Schuler, Charlottenburg 4, Leibnizstraße 46.
202. „ Dr. H. Schultze, Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 7.
203. „ Oberlehrer Wilhelm Schulze, O. 17, Warschauerstraße 48.
204. „ Dr. G. Schwalbe, Zehlendorf (Wannseebahn), Königstraße 13.
205. „ Dr. Bruno Seegert, NO. 18, Große Frankfurterstraße 71.
206. „ Frhr. v. Seherr-Thoss, W. 10, Hohenzollernstraße 16.
207. „ Dr. Georg Seibt, Schöneberg, Berchtesgadenerstraße 15.
208. „ Prof. Dr. G. Sieben, Groß-Lichterfelde 3, Sternstraße 9.
209. „ Prof. Dr. A. Siebert, Groß-Lichterfelde 3, Bellevuestraße 30.
210. „ Geh. Reg.-Rat Wilh. v. Siemens, SW. 11, Askanischer Platz 3.
211. „ Prof. Dr. W. Sklarek, W. 62, Landgrafenstraße 7.
212. „ Prof. Dr. A. Slaby, Charlottenburg 2, Sophienstraße 4.
213. „ Theodor Sonnenschein, NW. 21, Lübeckerstraße 18.
214. „ Dr. W. Starck, Friedenau, Südwest-Corso 6.
215. „ Dr. Paul Steiner, W. 8, Kanonierstraße 17/20.
216. „ Dr. H. v. Steinwehr, Friedenau, Lefèvrestraße 1.
217. „ Prof. Dr. K. Strecker, W. 62, Burggrafenstraße 15.

218. Herr Prof. Dr. R. Süring, Potsdam, Meteorolog. Observatorium.
219. „ Prof. Dr. P. Szymanski, SW. 29, Gneisenaustraße 9.
220. „ Prof. Dr. M. Thiesen, Friedrichshagen, Ahornallee 10.
221. „ Dr. Erich Tiede, SW. 29, Belle-Alliancestraße 37.
222. „ Eddy Tieffenbach, Steglitz, Mommsenstraße 26.
223. „ Prof. Dr. I. Traube, Charlottenburg 1, Am Lützow 13a.
224. „ Dr. Aug. Uhrig, Spandau, Schürstraße 3.
225. „ Prof. Dr. E. Warburg, Charlottenburg 2, Marchstraße 25b.
226. „ Dr. H. v. Wartenberg, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 6/7.
227. „ Geh. Reg.-Rat Dr. C. L. Weber, Groß-Lichterfelde-West 3, Fontanestraße 17.
228. „ Prof. Dr. W. Wedding, Groß-Lichterfelde 1, Wilhelmstraße 2.
229. „ Prof. Dr. A. Wehnelt, Friedenau, Niedstraße 16.
230. „ Dr. Franz Weidert, Charlottenburg 1, Eosanderstraße 11.
231. „ Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg 2, Kantstraße 148.
232. „ Dr. A. Werner. Charlottenburg 2, Werner-Siemensstraße 8/12.
233. „ Dr. K. von Wesendonk, NW. 7, Reichstagsufer 10.
234. „ Ingenieur J. H. West, W. 9, Potsdamerstraße 127.
235. „ Dr. Wilhelm Westphal, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
236. „ Prof. Dr. H. F. Wiebe, Charlottenburg 5, Friedbergstraße 10.
237. „ Prof. Dr. J. Winzer, Groß-Lichterfelde 1, Gerichtsstraße 11.
238. „ Dr. M. v. Wogau, W. 15, Kurfürstendamm 58.
239. „ Prof. Dr. R. Wurtzel, NW. 40, Platz vor dem neuen Tore 1.
240. „ Prof. Dr. L. Zehnder, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 56.
241. „ W. Zorn, SO. 16, Köpenickerstraße 136.
242. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, SW. 61, Tempelhoferufer 9.
243. Kgl. Preuß. Militärversuchsamt, Berlin-Jungfernheide (Post Plötzensee).

B. Auswärtige Mitglieder.

244. Herr Prof. Dr. R. Abegg, Breslau 16, Parkstraße 13.
245. „ Prof. Dr. M. Abraham, Mailand (Italien), R. Politecnico.
246. „ Dr. A. Ackermann-Teubner, Leipzig, Poststraße 3.
247. „ Prof. Christ. Allacz, Suczawa (Bukowina), k. k. Staatsgymnasium.
248. „ Hauptlehrer Dr. Heinrich Alt, München, Südl. Auffahrtsallee 3b.
249. „ Prof. Dr. K. Ångström, Upsala.
250. „ Prof. Dr. R. Assmann, Lindenberg b. Beeskow, Kgl. Aeronaut. Observatorium.
251. „ Dr. Paul Asteroth, Cassel, Frankfurterstraße 30.
252. „ Prof. Dr. F. Auerbach, Jena.
253. „ Frhr. Dr. Otto von und zu Aufsess, München 31, Barerstraße 46.
254. „ Prof. Dr. L. Austin, Washington, National Bureau of Standards.
255. „ Dr. Hans Baerwald, Heidelberg, Brunnengasse 20.
256. „ Prof. Dr. August Becker, Heidelberg, Bergstraße 70.
257. „ Prof. Dr. Hans Benndorf, Graz, Maria Trost.
258. „ Dr. O. Berg, Göttingen, Nikolausbergerweg 56.
259. „ Prof. Dr. G. Berndt, Buenos Aires (Argentinien), Valentin Gomez 555.

260. Herr Prof. Dr. ARCIERO BERNINI, Sassari (Sardinien), Instituto tecnico.
261. „ Dr. A. L. BERNOULLI, Aachen, Phys. Institut d. Techn. Hochschule.
262. „ Dr. R. BERNOULLI, Cöln, Brüderstraße 7.
263. „ Dr. G. BERTHOLD, Ronsdorf.
264. „ Dr. A. BESTELMEYER, Göttingen, Gaußstraße 8.
265. „ Dr. VICTOR BIERNACKI, Warschau, Phys. Institut d. Polytechn.
266. „ Prof. Dr. MAX BODENSTEIN, Hannover, Ellernstraße 6a.
267. „ Dr. M. BORN, Göttingen, Nikolausbergerweg 49.
268. „ Prof. Dr. E. BOSE, La Plata (Argentinien), Instituto de fisica de la universidad.
269. „ Prof. Dr. F. BRAUN, Straßburg i. E., Physik. Institut.
270. „ Stabsarzt a. D. Dr. GEORG BRINKMANN, Bremen.
271. „ Dr. C. BRODMANN, Karlsruhe, Stefanienstraße 47.
272. „ Dr. W. BRÜCKMANN, Potsdam, Meteorol.-Magn. Obs.
273. „ Prof. Dr. H. BRUNS, Leipzig, Sternwarte.
274. „ Prof. Dr. F. BURCKHARDT, Basel, Elisabethstraße 30.
275. „ Dr. PAUL CERMAK, Gießen, Physik. Institut.
276. „ Exzellenz Prof. Dr. O. CHWOLSON, St. Petersburg, Universität.
277. „ Prof. Dr. A. COEHN, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 14.
278. „ Prof. Dr. E. COHN, Straßburg i. E., Orangeriering 17.
279. „ Prof. Dr. GIOVANNI COSTANZO, Lissabon, Egreja do Loreto-Rua S. Roque, 2.
280. „ Prof. Dr. MAX CREMER, Cöln-Lindenthal, Kringsweg 11.
281. „ Dr. A. DAHMS, Leipzig, Kaiser-Wilhelmstraße 18.
282. „ Dr. A. DAY, Washington (U. S. A.) Geological Survey.
283. „ H. v. DECHEND, Freiburg i. B., Physik. Institut.
284. „ Dr. R. DEFREGGER, München 4, Schackstraße 2.
285. „ Dr. HARRY DEMBER, Dresden-A. 20, Residenzstraße 9.
286. „ Prof. Dr. A. DENIZOT, Lemberg, k. k. Techn. Hochschule, Kadecka 17.
287. „ Prof. Dr. B. DESSAU, Perugia, Universität.
288. „ Chefing. FRIEDRICH DESSAUER, Aschaffenburg 2, Elektrotechn. Lab.
289. „ Dr. M. DIECKMANN, Gräfelfing b. München.
290. „ Prof. Dr. C. DIETERICI, Kiel, Moltkestraße 13.
291. „ Prof. Dr. E. DORN, Halle a. S., Paradeplatz 7.
292. „ Prof. Dr. DRECKER, Aachen, Lousbergstraße 26.
293. „ Prof. HENRY DUFOUR, Lausanne, Universität.
294. „ Prof. Dr. H. EBERT, München, Karl-Theodorstraße 12a.
295. „ Ing. Dr. MAX EDELMANN jr., München, Nymphenburgerstraße 82.
296. „ Dr. JOH. EHLERS, Jena, Beethovenstraße 14.
297. „ Dr. GUSTAV EICHHORN, Zürich, Uferquai 45.
298. „ Prof. Dr. J. ELSTER, Wolfenbüttel, Neuerweg 61a.
299. „ Dr. R. EMDEN, München 23, Habsburgerstraße 4.
300. „ Dr. HEINRICH ERFLE, Jena, Marienstraße 36.
301. „ Dr. PAUL EWERS, Stolberg i. H.
302. „ Dr. G. FALKENBERG, Greifswald, Physik. Institut.
303. „ Dr. H. W. FISCHER, Breslau 8, Klosterstraße 100.
304. „ Prof. Dr. KARL T. FISCHER, München-Solln, Albrecht-Dürerstraße 1.
305. „ GUSTAV FÖRSTER, Potsdam, Geodät. Institut (Nowawes, Blücherstr. 9).

*

306. Herr Dr. J. Friedländer, Neapel-Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertha.
307. „ Prof. Dr. C. Fromme, Gießen.
308. „ Prof. Dr. J. Gad, Prag.
309. „ Dr. H. Gädeke, Heidelberg, Brückenstraße 40.
310. „ Prof. Dr. A. Galle, Potsdam, Neue Königstraße 103.
311. „ Dr. R. Gans, Tübingen.
312. „ Aug. Gehrts, Nordhausen.
313. „ Prof. Dr. H. Geitel, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
314. „ Prof. Dr. Josef Ritter von Geitler, Czernowitz, Phys. Inst. d. Univ.
315. „ Prof. Dr. E. Gerland, Clausthal.
316. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan, Universität.
317. „ Prof. Dr. L. Graetz, München, Friedrichstraße 26.
318. „ Dr. Heinrich Greinacher, Zürich, Untere Zäune 19.
319. „ Prof. E. Grimsehl, Hamburg, Immenhof 13.
320. „ Prof. Dr. O. Grotrian, Aachen, Theresienstraße 13.
321. „ Prof. Dr. Paul Gruner, Bern, Lindenrain 3.
322. „ Prof. Dr. G. Gruss, Smichow bei Prag, Schwedische Gasse 7.
323. „ Prof. Dr. S. Günther, München 4, Akademiestraße 5.
324. „ Dr. S. Guggenheimer, Nürnberg, Kaiserstraße 23.
325. „ Prof. Dr. K. E. Guthe, Ann Arbor (Mich., U. S. A.) 725, New Jersey Avenue.
326. „ Prof. Dr. F. Haber, Karlsruhe, Weberstraße.
327. „ Realgymnasialdirektor L. Hacker, Brandenburg a. H.
328. „ Prof. Dr. Aug. Hagenbach, Basel, Missionsstraße 18.
329. „ Prof. Dr. E. Hagenbach-Bischoff, Basel, Missionsstraße 20.
330. „ Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-A., Münchenerstraße 2.
331. „ Hammer, Freiburg i. B., Rheinstraße 3a.
332. „ Prof. Dr. Hermann Hammerl, Innsbruck, Müllerstraße 28.
333. „ Elmer A. Harrington, Winchendon (Mass., U. S. A.).
334. „ Prof. Dr. Hartmann, Göttingen, Schillerstraße 56.
335. „ Dr. Hecker, Potsdam, Geodät. Institut.
336. „ Reallehrer Georg Heinrich, Neustadt a. d. H.
337. „ Dipl.-Ing. L. Heis, München, Mozartstraße 23.
338. „ Dr. Karl Herrmann, Mühlburg.
339. „ Dr. Paul Hertz, Heidelberg, Anlage 39.
340. „ Dr. Otto Hess, Cassel, Weißenburgerstraße 12.
341. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Rostock, Kaiser-Wilhelmstraße 2.
342. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestraße 8.
343. „ Dr. Rud. Frhr. v. Hirsch, Planagg b. München.
344. „ Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchh., Leipzig, Königstr. 2.
345. „ Prof. Dr. W. Hittorf, Münster i. W.
346. „ Dr. Heinrich Hörig, Gautzsch-Leipzig, Walterstraße 12.
347. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Jassy, Rumänien, Universität.
348. „ Dr. M. Iklé, Zehlendorf (Wanseebahn), Königstraße 1b.
349. „ Werner Immler, Elsfleth, Weserstraße 2.
350. „ Dr. F. Jentzsch, Wetzlar.
351. „ Prof. Dr. Alfred Kalähne, Danzig-Langfuhr, Techn. Hochschule.
352. „ Prof. Dr. W. Kaufmann, Königsberg i. Pr., Bellevue.

353. Herr Prof. Dr. H. KAYSER, Bonn, Humboldtstraße 2.
354. „ Dr. H. KELLNER, p. A. BAUSCH and LOMB, Opt. Co., Rochester (N.-Y., U. S. A.)
355. „ LEO v. KLECKI, Krakau, Krupnicza 13.
356. „ Prof. Dr. F. KLEIN, Göttingen, Wilhelm-Weberstraße 3.
357. „ FR. KLINGELFUSS, St. Ludwig, Elsaß.
358. „ Prof. Dr. E. KLUPATHY, Budapest, Esterhazygasse 3.
359. „ Prof. Dr. O. KNOBLAUCH, München 4, Herzog-Heinrichstraße 1.
360. „ Dr. D. KNÜTTEL, Freiburg i. B., Thurnseestraße 60.
361. „ Prof. Dr. K. R. KOCH, Cannstatt bei Stuttgart, Taubenheimstraße.
362. „ Dr. P. P. KOCH, München-Riesenfeld, Frohschammerstraße 1.
363. „ Dr. PAUL PALLME KÖNIG, Steinschönau (Böhmen), Langestraße 154.
364. „ Prof. Dr. W. KÖNIG, Gießen, Löberstraße 23.
365. „ Prof. Dr. J. KOENIGSBERGER, Freiburg i. B., Hebelstraße 33, Math.-phys. Institut.
366. „ Prof. Dr. F. KOHLRAUSCH, Marburg (Bez. Cassel).
367. „ Prof. Dr. W. KOHLRAUSCH, Hannover, Nienburgerstraße 8.
368. „ Prof. Dr. H. KONEN, Münster i. W., Fürstenbergstraße 4.
369. „ Prof. Dr. J. v. KOWALSKI, Freiburg (Schweiz), Physik. Institut.
370. „ C. KRALL, Elberfeld, Roonstraße 54.
371. „ Oberlehrer EWALD KRAUS, Barmen, Karlstraße 40.
372. „ Prof. Dr. H. KRONECKER, Bern.
373. „ Dr. H. KRÜSS, Hamburg, Adolfsbrücke 7.
374. „ Prof. Dr. KÜHNEN, Potsdam, Geodät. Institut, Wilhelmsplatz 2.
375. „ Dr. K. KURZ, München, Hiltensbergerstraße 51.
376. „ Prof. Dr. AYAO KUWAKI, Fukuoka-Ken (Japan) Meyi Semmon Gakko.
377. „ Dr. RUDOLF LADENBURG, Breslau, Kaiser-Wilhelmstraße 108.
378. „ Prof. Dr. ANTON LAMPA, Prag, Deutsche Universität.
379. „ Dr. med. BRUNO LANDAU, Wandlitz (Mark).
380. „ Prof. Dr. V. VON LANG, Wien IX, Türkenstraße 3.
381. „ Dr. M. LAUE, München, Ludwigstraße 22a.
382. „ Prof. Dr. P. LEBEDEW, Moskau, Physik. Institut d. Universität.
383. „ Prof. Dr. E. LECHER, Wien IX, Türkenstraße 3.
384. „ Dr. E. L. LEDERER, Czernowitz, Physik. Institut der Universität.
385. „ Prof. Dr. O. LEHMANN, Karlsruhe, Techn. Hochschule.
386. „ Dr. J. E. LILIENFELD, Leipzig, Simsonstraße 8.
387. „ Prof. Dr. C. LINDE, München, Prinz-Ludwigshöhe 44.
388. „ Oberlehrer Dr. AD. LINDEMANN, Hamburg 23, Eilbecktal 14.
389. „ Dr. FR. LINKE, Frankfurt a. M.-Bockenheim.
390. „ Dr. WALTER LISSAUER, München 23.
391. „ Prof. Dr. H. A. LORENTZ, Leiden.
392. „ Prof. Dr. LÜDELING, Potsdam, Meteor. Observatorium.
393. „ Prof. Dr. O. LUMMER, Breslau, Göppertstraße 1.
394. „ Prof. Dr. K. MACK, Hohenheim bei Stuttgart.
395. „ Dr. A. MAHLKE, Buenos Aires (Argentinien) Belgrano 432.
396. „ Prof. Dr. E. MARX, Leipzig, Hohenzollernstraße 10.
397. „ Dr. W. MATTHIES, Münster i. W., Johannisstraße 4.
398. „ Dr. WERNER MECKLENBURG, Clausthal i. H.

399. Herr A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchhandlung, Leipzig, Dörienstraße 16.
400. „ Dr. G. Melander, Helsingfors, Skarpskyttegatan 17.
401. „ Dr. Edgar Meyer, Aachen, Hasselholzerweg 15.
402. „ Prof. Dr. Georg Meyer, Freiburg i. B., Baselerstraße 19.
403. „ Prof. Dr. Stefan Meyer, Wien IX, Türkenstraße 3.
404. „ Dr. Ulfilas Meyer, Brandenburg a. H., Magdeburgerstraße 37.
405. „ Prof. Dr. G. Mie, Greifswald, Domstraße 10.
406. „ Prof. Dr. K. von der Mühll, Basel, Rittergasse 10.
407. „ Dr. Carl Müller, Dahme (Mark).
408. „ Dr. E. Müller.
409. „ A. J. M. Mulder, Oudenbosch (Holland), Kerkstraße 18.
410. „ Prof. Hantaro Nagaoka, Tokyo, Kaiserl. Universität.
411. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstraße 10/12.
412. „ Dr. A. Nippoldt, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
413. „ Dr. P. Nordmeyer, Bielefeld, Viktoriastraße 22.
414. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstraße 1.
415. „ Prof. Dr. W. Ostwald, Großbothen.
416. „ Prof. Dr. L. Pfaundler, Graz, Halbärthgasse 1.
417. „ Dr. A. Pflüger, Bonn, Koblenzerstraße 176.
418. „ Prof. Alfredo Pocchettino Sassari (Sardinien), Universität.
419. „ Prof. Dr. F. Pockels, Heidelberg, Bergstraße 3.
420. „ Prof. Dr. Precht, Hannover, Techn. Hochschule.
421. „ Dr. Wilhelm Preusser, Freiendiez.
422. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, Breslau, Kaiser-Wilhelmstraße 64.
423. „ Dr. E. Prümm, London SW., Clapham Common, Ross'Ltd. Optical Works, 3. North Side.
424. „ Prof. Dr. K. Prytz, Kopenhagen, Upsalagade 18.
425. „ Dr. C. Pulfrich, Jena.
426. „ Prof. Dr. G. Quincke, Heidelberg, Bergstraße 41.
427. „ Dr. Heinrich Frhr. Rausch von Traubenberg, Leipzig 13, Universität.
428. „ Prof. Dr. William J. Raymond, Dept. of Physics, University of California, Berkeley (Cal., U. S. A.).
429. „ Prof. Dr. R. Reiger, Erlangen, Physik. Institut.
430. „ Prof. Dr. M. Reinganum, Freiburg i. B., Schloßbergstraße 28.
431. „ Ingenieur H. Renisch, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 5.
432. „ Prof. Dr. F. Richarz, Marburg (Bez. Cassel).
433. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
434. „ Prof. Dr. W. C. Röntgen, München 8, Äußere Prinzregentenstraße 1.
435. „ Dr. M. v. Rohr, Jena, Tal 34.
436. „ Prof. Dr. J. Rosenthal, Erlangen.
437. „ Ing. Dr. J. Rosenthal, München, Bavariaring 10.
438. „ Dr. G. Rümelin, Freiburg i. B., Physik. Institut.
439. „ Prof. Dr. C. Runge, Göttingen, Universität.
440. „ Prof. Dr. E. Rutherford, Manchester, Victoria-Universität.
441. „ Prof. Dr. K. Schaum, Probstheida.

442. Herr Prof. Dr. J. SCHEINER, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
443. „ Dr. R. SCHENCK, Aachen, Technische Hochschule.
444. „ Ingenieur GERHARD SCHENDELL, Stuttgart, Kolbstraße 4c.
445. „ Prof. Dr. K. SCHERING, Darmstadt, Roquetteweg 12.
446. „ Prof. Dr. A. SCHMIDT, Potsdam, Telegraphenberg.
447. „ Prof. Dr. GERHARD SCHMIDT, Münster i. W.
448. „ HANS SCHMIDT, Wiesbaden, Kapellenstraße 31.
449. „ Prof. Dr. KARL SCHMIDT, Halle a. S., Mühlweg 17.
450. „ Dr. WILLY SCHMIDT, Gießen, Nahrungsberg 8.
451. „ Prof. Dr. SCHUBERT, Eberswalde, Forstakademie.
452. „ Prof. Dr. F. A. SCHULZE, Marburg (Bez. Cassel), Gartenweg 1.
453. „ Prof. Dr. SCHWARZSCHILD, Göttingen.
454. „ Prof. Dr. A. SCHWEITZER, Zürich V, Wilfriedstraße 6.
455. „ Dr. MAX SEDDIG, Spreudlingen (Kr. Offenbach).
456. „ Dr. R. SEELIGER jr., München, Sternwarte.
457. „ Dr. H. SIEDENTOPF, Jena, Kahlaischestraße 2.
458. „ Prof. Dr. P. SILOW, Kiew, Rußland, Nikolaistraße 9.
459. „ Prof. Dr. H. TH. SIMON, Göttingen.
460. „ Prof. Dr. SOMMERFELD, München 23, Leopoldstraße 87.
461. „ F. SPAHN, Mainz, H. Präsenzgasse 1 $^{5}/_{10}$.
462. „ Prof. Dr. P. SPIES, Posen, Helmholtzstraße 2.
463. „ Prof. Dr. JOH. STARK, Aachen, Lütticherstraße 189.
464. „ Prof. Dr. H. STARKE, Greifswald, Gutzkowstraße 30.
465. „ Dr R. STEINHEIL, München, Theresienhöhe 7.
466. „ Prof. Dr. K. STÖCKL, Passau, Kirchplatz 49.
467. „ Dr. B. STRASSER, Danzig-Langfuhr, Birkenallee 13.
468. „ Prof. Dr. R. STRAUBEL, Jena, Beethovenstraße 2.
469. „ Prof. Dr. V. STROUHAL, Prag, Clementinum.
470. „ Dr. KARL STUCHTEY, Marburg a. L., Physik. Institut.
471. „ Dr. EMIL TAKE, Marburg a. L., Roserstraße 9.
472. „ Prof. A. H. H. TALLQVIST, Helsingfors.
473. „ Dr. ODO TAUERN, Freiburg i. B., Gartenstraße 24.
474. „ B. TEPELMANN, Braunschweig, Adolfstraße 19.
475. „ Prof. S. TERESCHIN, Petersburg, Nikolajewskaya 40.
476. „ Prof. Dr. THÖLDTE, Dessau, Askanische Straße 56.
477. „ Prof. Dr. M. TOEPLER, Dresden-A., Uhlandstraße 40.
478. „ Dr. M. TRAUTZ, Freiburg i. B., Goethestraße 60.
479. „ L. B. TUCKERMANN, Physical Dept. University of Nebraska, Lincoln (Nebraska, U. S. A.).
480. Frl. GERTA v. UBISCH, Straßburg i. E., Physik. Institut.
481. Herr Prof. Dr. W. VON ULJANIN, Kasan.
482. „ Dr. USENER, Kiel, Muhliusstraße 5.
483. „ Prof. Dr. HENRI VEILLON, Basel, Eulerstraße 27.
484. „ Oberlehrer L. VÖLZOW, Ludwigslust (Mecklbg.), Realgymnasium.
485. „ Prof. Dr. W. VOIGT, Göttingen.
486. „ Prof. Dr. P. VOLKMANN, Königsberg i. Pr.-Mittelhufen, Hermannallee 14.
487. „ Prof. Dr. A. VOLLER, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.

488. Herr Prof. Vykruta, Pilsen, Staatsgewerbeschule.
489. „ Prof. Dr. R. Wachsmuth, Frankfurt a. M., Kettenhofweg 136.
490. „ Dr. J. Wallot, Stuttgart, Hölderlinstraße 79.
491. „ Prof. Dr. B. Walter, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
492. „ Prof. Dr. Anton Weber am Lyceum in Dillingen (Bayern).
493. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig, Spielmannstraße 21.
494. „ Prof. Dr. H. F. Weber, Zürich, Techn. Hochschule.
495. „ Prof. Dr. L. Weber, Kiel, Physik. Institut.
496. „ Prof. Dr. Rudolf H. Weber, Rostock, Alexandrinenstraße 14.
497. „ Dr. Moritz Weerth, Elberfeld, Roonstraße 35.
498. „ Prof. Dr. E. Wiechert, Göttingen.
499. „ Prof. Dr. E. Wiedemann, Erlangen.
500. „ Prof. Dr. M. Wien, Langfuhr bei Danzig, Johannisberg 18.
501. „ Prof. Dr. W. Wien, Würzburg, Pleicherring 8.
502. „ Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Linnéstraße 4.
503. „ Dr. A. Wigand, Dresden A. 14, Uhlandstraße 13.
504. „ Prof. Dr. J. Wilsing, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.
505. „ Prof. Dr. A. Winkelmann, Jena.
506. „ Dr. Hermann Wolff, Davos-Dorf, Schweiz, Villa Talblick.
507. „ Dr. Joseph Würschmidt, Erlangen, Physik. Institut.
508. „ Dr. H. Zahn, Kiel, Physik. Institut d. Universität.
509. „ Carl Zeiss, Optische Werkstatt, Jena.
510. „ Dr. W. Ziegler, Santiago de Chile, Cassilla 1389.
511. „ Dr. R. Zsigmondy, Göttingen, Prinz-Albrechtstraße 4.
512. Die mathem.-physik. Sammlung des bayerischen Staates (Direktor: Geheimrat Röntgen) München 4, Neuhauserstraße 51.
513. Das Phys. Institut der Universität, Jena.
514. Das Phys. Institut der Universität, Leipzig, Linnéstraße 5.
515. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Danzig-Langfuhr.
516. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Dresden-A.
517. Das Phys. Laboratorium des Friedrichs-Polytechnikums, Cöthen (Anhalt).

Alphabetisches Namenregister
zu
Jahrgang 11 (1909)
der
Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*).

A.

B.

D.

E.

*) Die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf die Seiten hin, auf denen ein kürzerer bzw. längerer Bericht über die betr. Mitteilung abgedruckt ist.

K.

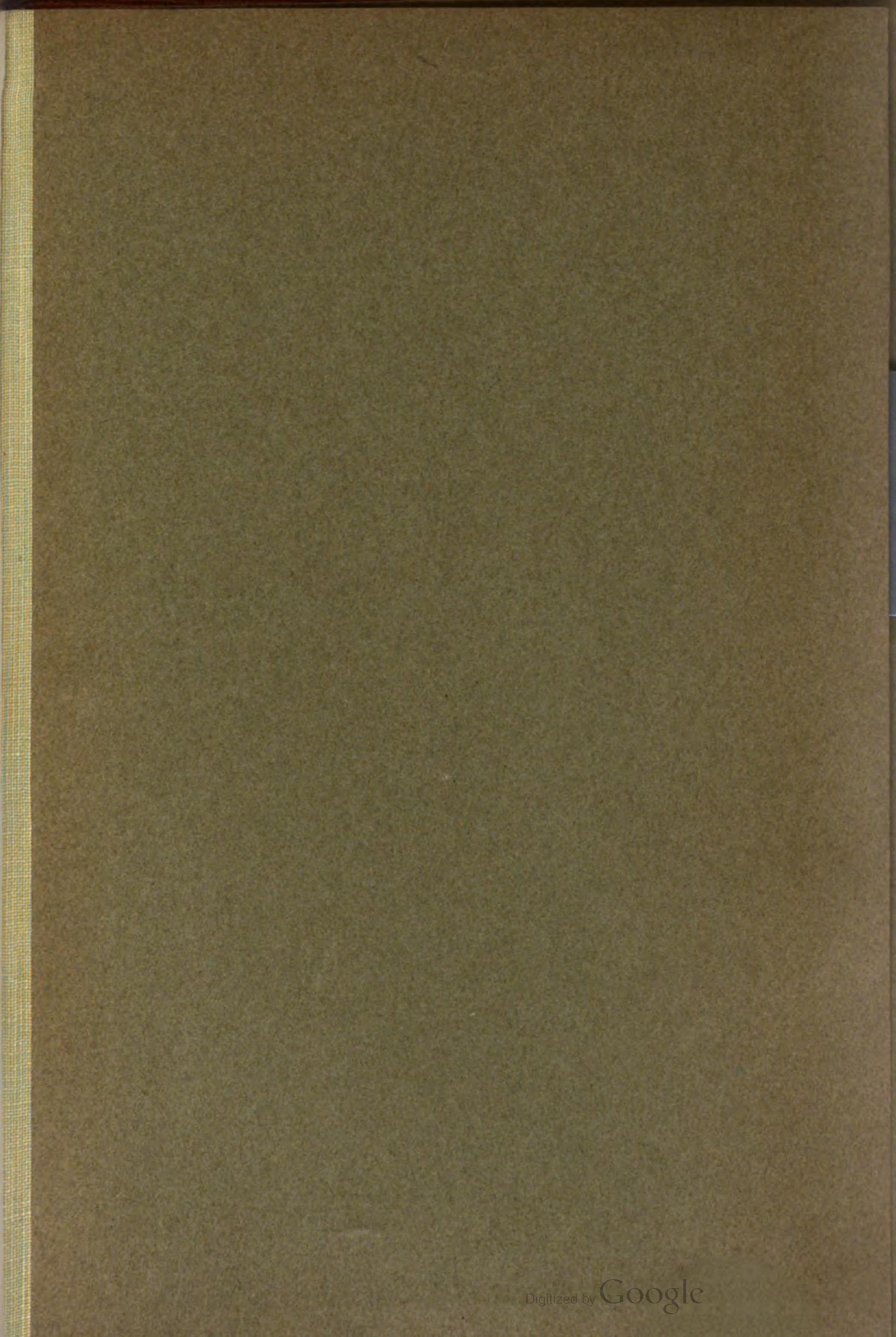
L.

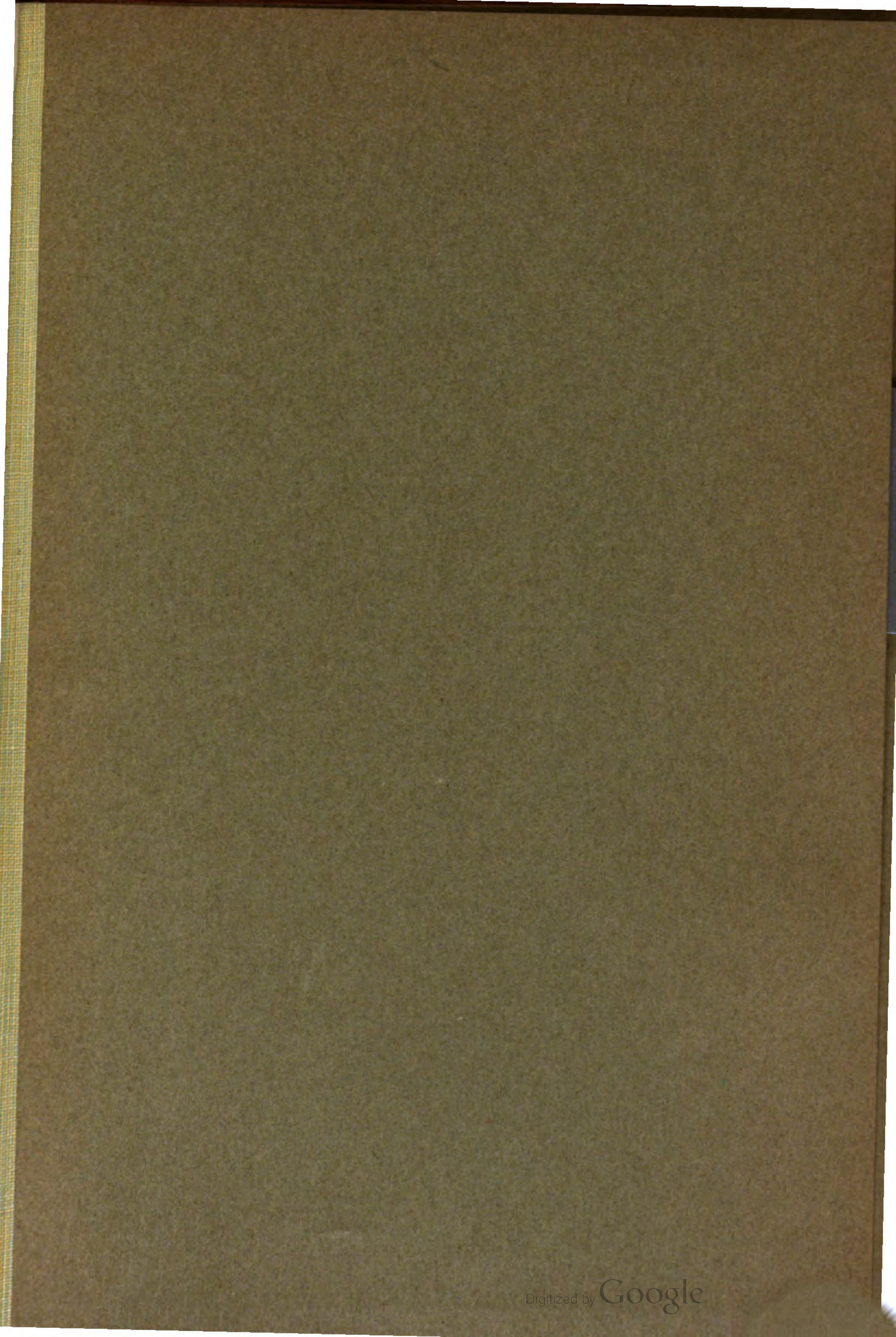
M.

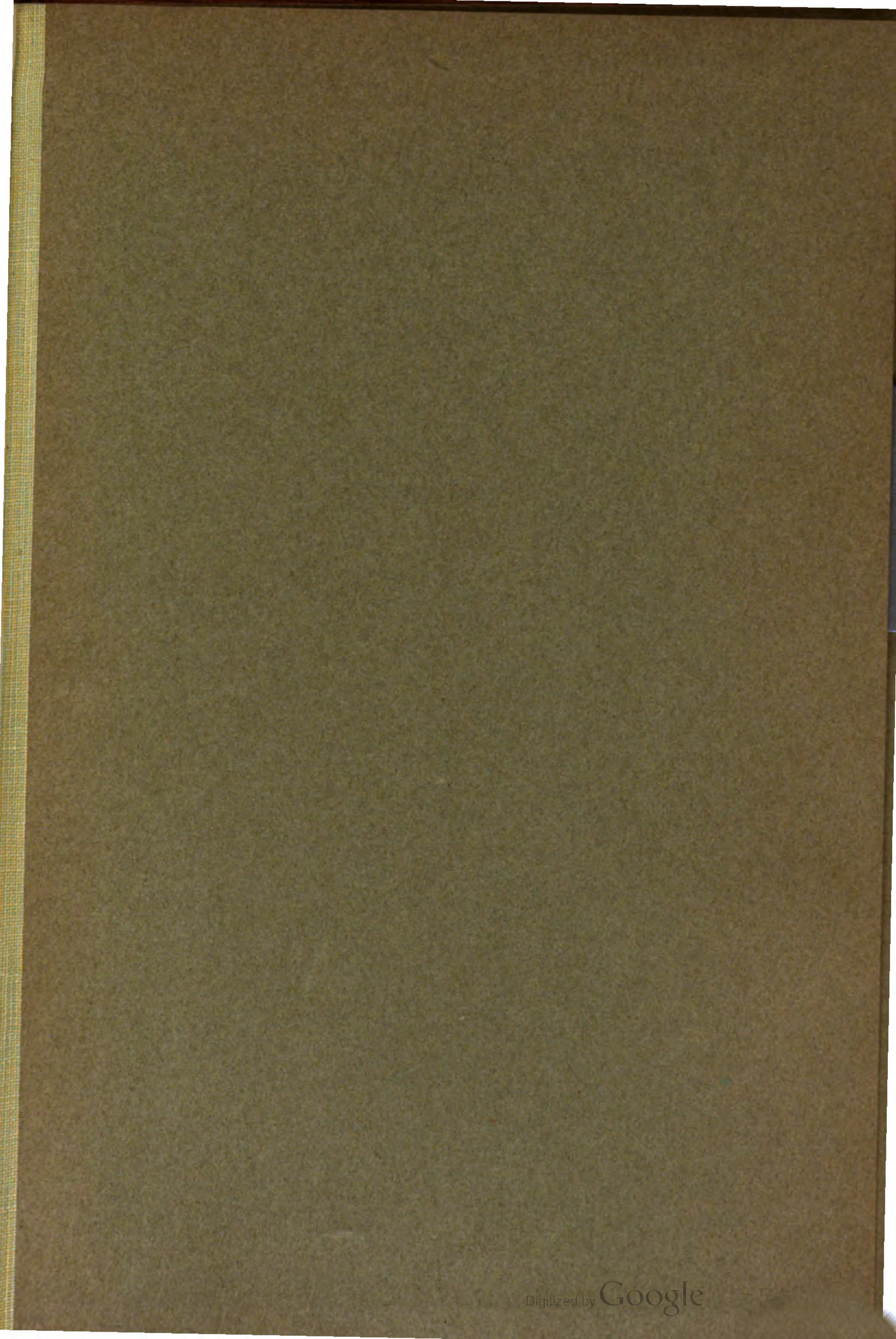
N.

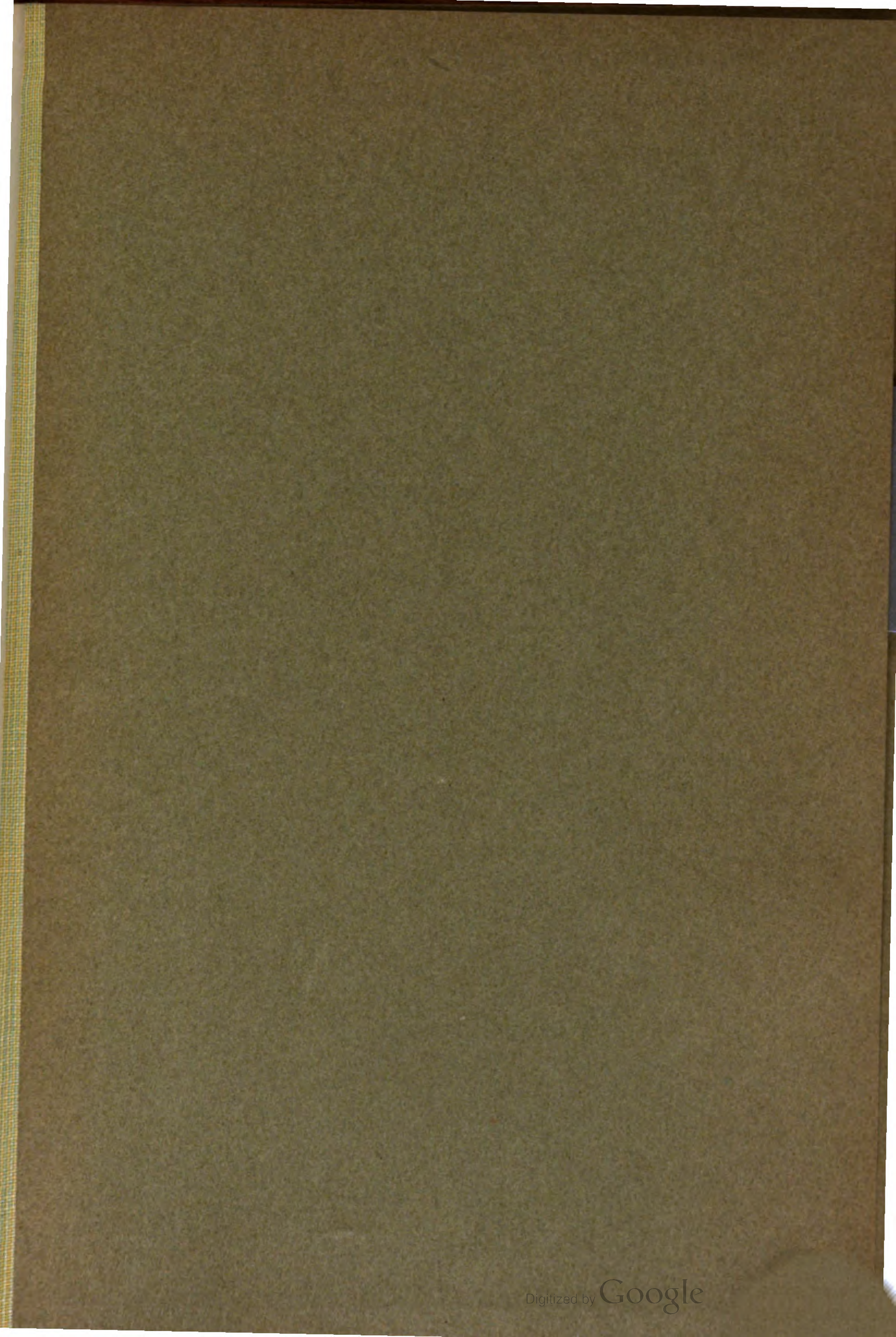


Z.

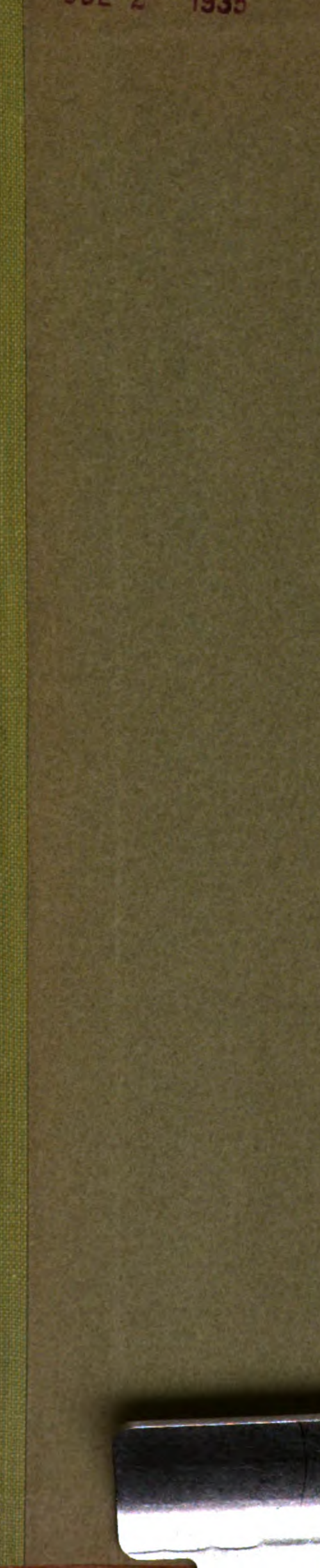









Digitized by Google



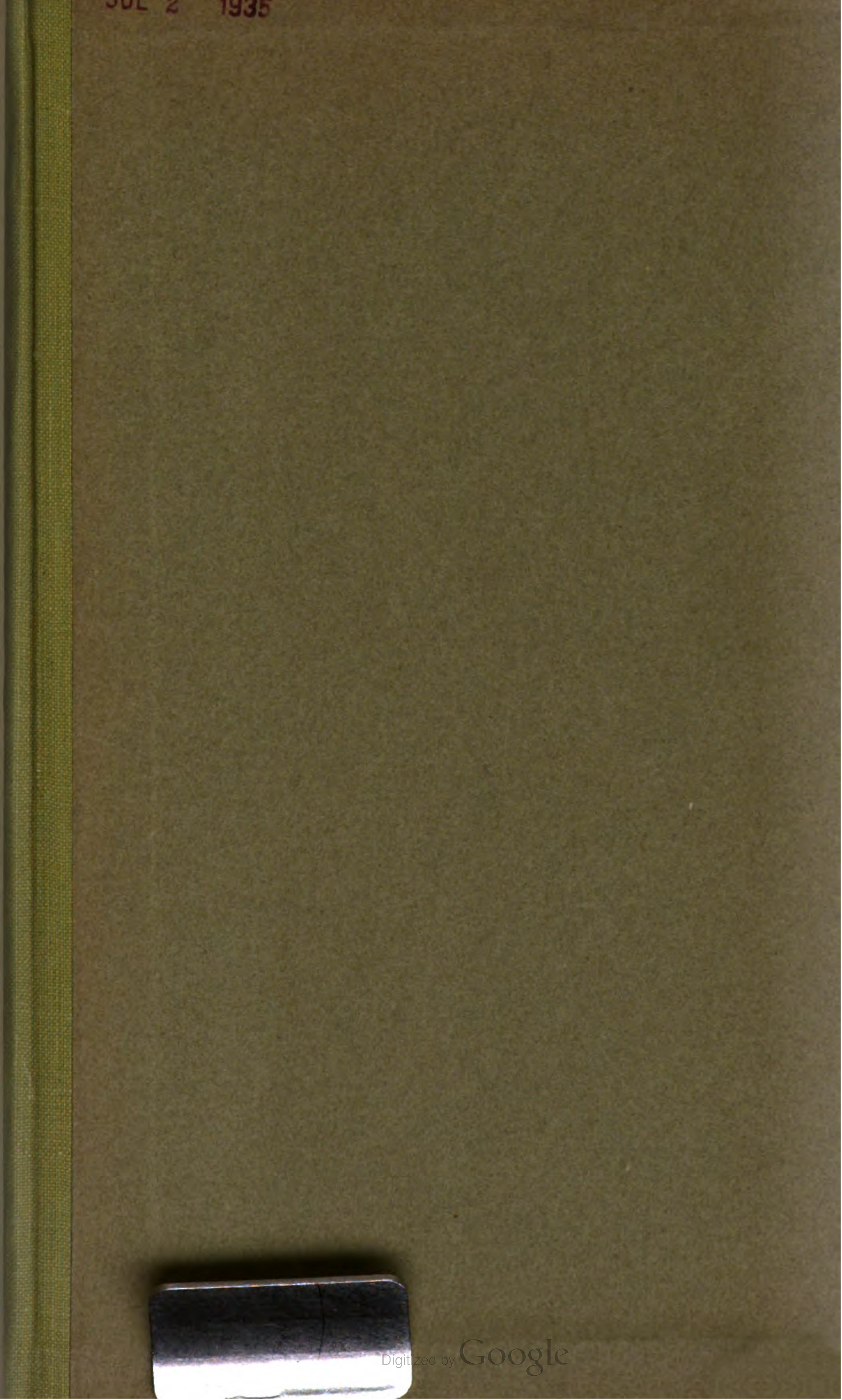




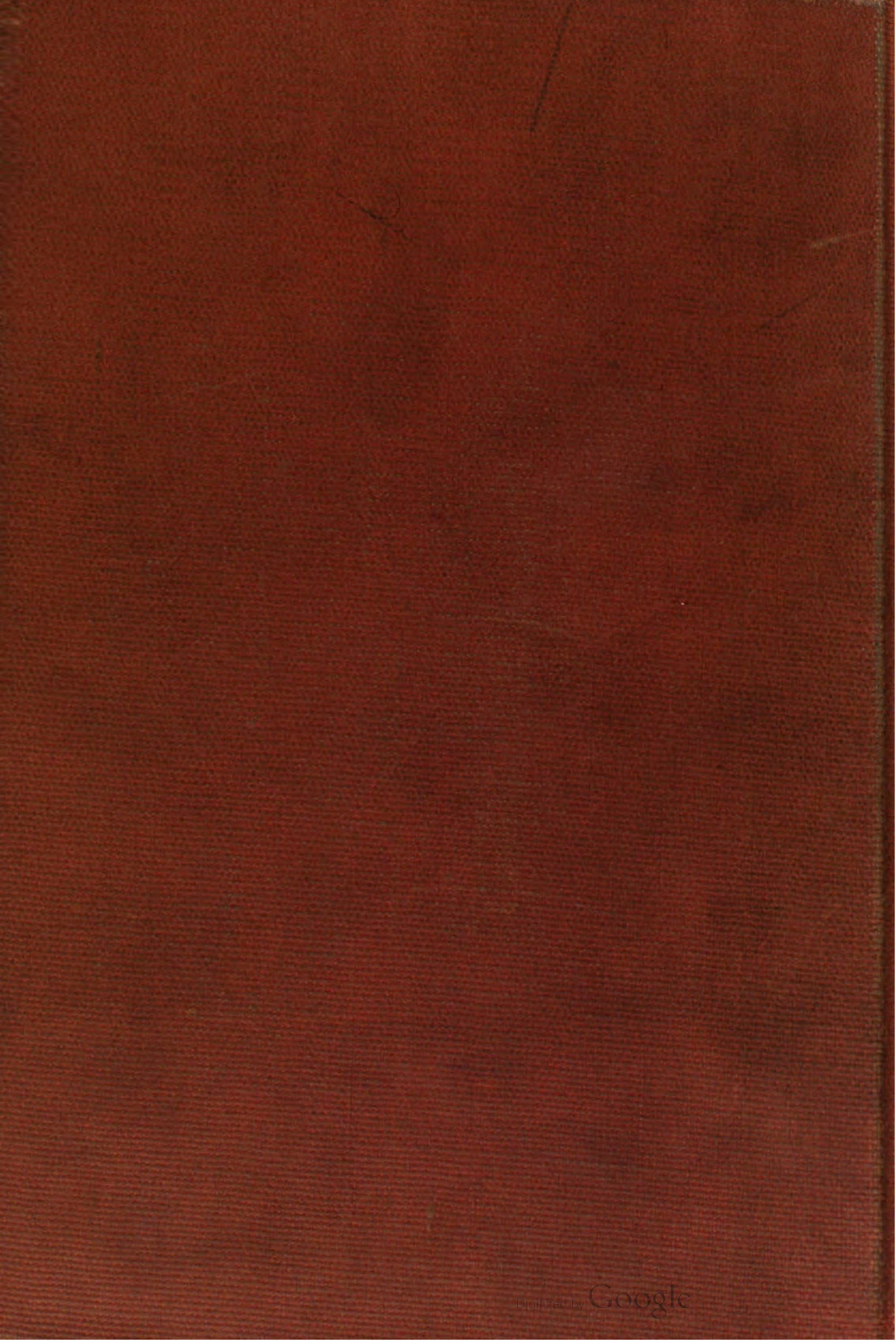








JUL 2 1935


Digitized by Google